

**Interstellare Absorption und Sterndichte
im Gebiet Cepheus-Lacerta unter
Berücksichtigung des Farbeffektes von
Refraktoren**

Verkürzte Fassung der
INAUGURALDISSERTATION

zur

Erlangung der Philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der
Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

ULI STEINLIN
aus St. Gallen

TIPOGRAFIA POLIGLOTTA VATICANA
CITTÀ DEL VATICANO 1954

**Interstellare Absorption und Sterndichte
im Gebiet Cepheus-Lacerta unter
Berücksichtigung des Farbeffektes von
Refraktoren**

Verkürzte Fassung der
INAUGURALDISSERTATION

zur

Erlangung der Philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der
Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

ULI STEINLIN

aus St. Gallen

TIPOGRAFIA POLIGLOTTA VATICANA
CITTÀ DEL VATICANO 1954

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
auf Antrag der Herren Professoren W. BECKER und M. SCHUERER.

Basel, den 15. Juni 1954.

E. BALDINGER,
Dekan

Herrn Uli STEINLIN wurde von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität am 15. Juni 1954 erlaubt, diese verkürzte Fassung seiner am 15. Juni 1954 genehmigten Inauguraldissertation drucken zu lassen. Die vollinhaltliche Arbeit mit dem Titel: *Interstellare Absorption und Sterndichte im Gebiet Cepheus-Lacerta unter Berücksichtigung des Farbeffektes von Refraktoren* kann eingesehen oder entliehen werden:

1. in der Astronomisch-Meteorologischen Anstalt der Universität Basel,
2. in der Universitätsbibliothek Basel,
3. in der Schweizerischen Landesbibliothek in Bern.



(Separatabdruck aus *Ricerche Astronomiche*, Bd. 3, Heft 8/9, 1954)

Der Farbeffekt des Zeiss-Vierlinsers der Vatikanischen Sternwarte

Von

Uli Steinlin

Astronomisch-Meteorologische Anstalt der Universität Basel
Binningen (Schweiz)

Zusammenfassung

Eine Helligkeitsmessung der Sterne, die auf der Messung der Bild-durchmesser auf photographischen Aufnahmen beruht, wird ziemlich stark durch den sogenannten Farbeffekt gestört. Dieser äussert sich darin, dass die Zunahme der Bilddurchmesser bei Sternaufnahmen bei zunehmender Belichtungszeit oder zunehmender Helligkeit der Sterne für verschiedene Spektralklassen verschieden ist. Diese Verschiedenheit beruht auf der Tatsache, dass die Brennweite eines Linsenfernrohres mit der Wellenlänge des einfallenden Lichtes variiert. Dadurch ist die Intensitätsverteilung in dem auf der Platte entstehenden Bild des Sternes für Sterne verschiedener spektraler Intensitätsverteilung verschieden. Eine eindeutige Durchmesser-Helligkeitsbeziehung zur Eichung von Sternaufnahmen kann deshalb jeweils nur für eine einzelne Spektralklasse gegeben werden. Für alle andern Klassen müssen Korrekturen an den zunächst gemessenen Helligkeiten angebracht werden. Diese Korrekturen werden im folgenden für den Astrographen der Vatikanischen Sternwarte auf theoretischem und experimentellem Wege hergeleitet.

1. Der Aufbau des photographischen Sternscheibchens

Auf einer Sternaufnahme bilden sich die Sterne mit zunehmender Helligkeit als kleine Scheibchen mit zunehmendem Durchmesser ab. Diese Durchmesser liefern erfahrungsgemäss ein brauchbares Mass für die Helligkeit der Sterne. Sie werden durch Messung oder Einschätzung der Grösse des photographischen Sternscheibchens in eine Skala von Vergleichsbildern mit schrittweise zunehmendem Durchmesser bestimmt und mit Hilfe einer Schwärzungskurve in Helligkeiten umgewandelt.

Es ist eine schon lange bekannte Tatsache, dass in allen solchen Photometrien störende Effekte auftreten können. Vor allem tritt die Erscheinung ein, dass Sterne verschiedener Spektralklasse nicht das gleiche Anwachsen des Durchmessers mit der Helligkeit zeigen, dass also an den aus solchen Messungen erhaltenen Werten für die scheinbaren Helligkeiten Korrekturen anzubringen sind, die sowohl von der Spektralklasse als auch von der scheinbaren Helligkeit abhängen. Dieser Farbeffekt wurde zuweilen empirisch bestimmt, ohne dass man sich Rechenschaft darüber gab, wie er entsteht. Ueberlegungen über die Verteilung des einfallenden Lichtes verschiedener Wellenlänge innerhalb des photographischen Sternscheibchens zeigen den eigentlichen Grund des verschiedenen Verhaltens verschieden gefärbter Sterne. Um dies zuverlässig zu zeigen, muss zunächst die Ausbildung dieser Sternscheibchen untersucht werden, um zu sehen, inwiefern sich aus ihrem Aufbau Rückschlüsse auf das verschiedene Verhalten von Sternen verschiedener Spektralklassen ziehen lassen.

Ueber die Ursachen der Durchmesserzunahme bei wachsender Belichtungszeit oder grösserer Sternhelligkeit hat H. FISCHER¹ eine eingehende Untersuchung angestellt und alle hierfür möglicherweise verantwortlichen Gründe gegeneinander abgewogen. Diese sind nach seiner Darstellung:

1. Erscheinungen in der Atmosphäre
 - a) Erhellung der Atmosphäre in der Nachbarschaft eines Gestirnes durch gestreutes Licht
 - b) Luftunruhe
2. Durch das Objektiv bewirkte Erscheinungen
 - a) Beugung
 - b) Chromatische Aberration
 - c) Sphärische Aberration
 - d) Unregelmässige Fehler verursacht durch Schlieren im Glas, Deformation durch die Fassung etc.
 - e) An den Linsen mehrfach reflektiertes Licht
 - f) Streulicht des Objektivs
3. Streuung des Lichtes in der photographischen Schicht

FISCHER stellt in seiner Arbeit fest, dass Ursache 2b, die Farbabweichung des Objectives, allein genügt, um die festgestellte Durchmesserzunahme bis auf kleine Restbeträge zu erklären. Einzig die unter 3 aufgeführte Lichtausbreitung in der Schicht gibt einen, allerdings sehr kleinen, Beitrag zum Durchmesser-

wachstum. Alle andern oben aufgeführten Gründe können als Ursachen in erster Näherung ausser Betracht bleiben.

Der Einfluss der chromatischen Aberration auf den Durchmesser lässt sich berechnen, wenn die Geometrie des Fernrohres bekannt ist. Auf einer Platte, die in der Entfernung f vom Objektiv steht, wird die Strahlung der Wellenlänge λ , die ihren Brennpunkt in der Entfernung f_λ vom Objektiv hat, ein kleines Scheibchen ausleuchten mit dem Radius

$$r_\lambda = R \frac{f_\lambda - f}{f_\lambda}. \quad (R = \text{Objektivradius}) \quad (1)$$

Die Flächenintensität, die die einfallende Strahlung J_λ der Wellenlänge λ in diesem Scheibchen verursacht, beträgt dann

$$di = \frac{J_\lambda d\lambda}{\pi r_\lambda^2}. \quad (2)$$

Das photographische Bild entsteht nunmehr durch Ueberlagerung all dieser verschiedenen grossen Scheibchen für verschiedene Wellenlängen. Und zwar tragen zur Intensität in einer Entfernung r vom Bildmittelpunkt die Strahlen aller Wellenlängen bei, für die $|r_\lambda| > r$ ist. In dieser Entfernung r erhalten wir also die Intensität

$$i(r) = \int_{-\infty}^{-r} \frac{J_\lambda d\lambda}{\pi r_\lambda^2} + \int_r^{+\infty} \frac{J_\lambda d\lambda}{\pi r_\lambda^2}, \quad (3)$$

das eine Integral für Strahlung mit $f_\lambda < f$, das andere für $f_\lambda > f$.

Der nächste Schritt muss nun die Herleitung der $|r_\lambda|$ (bezw. der f_λ) aus der Farbkurve des Objektivs und der J_λ , der Intensitätsverteilung der Sterne verschiedener Spektralklassen sein.

2. Die Farbkurve des Objektivs

Der Zusammenhang zwischen λ und f_λ muss experimentell bestimmt werden und lässt sich dann graphisch in Form einer Farbkurve auftragen. Eine solche wurde für den ZEISS-Vierlinser der Vatikanischen Sternwarte, der für diese Untersuchungen zur Verfügung stand, bereits früher bestimmt². Für den vorliegenden Zweck war sie jedoch noch nicht ganz brauchbar, da damals ihre Temperaturabhängigkeit noch nicht berücksichtigt wurde. Es

musste also zunächst ihre Bestimmung revidiert werden. Zur Feststellung der Temperaturabhängigkeit wurden eine grössere Anzahl von im Laufe der letzten Jahre benützten und als gut befundenen Fokallagen in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Sie zeigen deutlich den Gang des Brennpunktes mit der Temperatur und geben die Beziehung

$$\frac{\Delta f}{\Delta t} = -0.027 \text{ mm/}^{\circ}\text{C}. \quad (4)$$

Die Farbkurve hat damit bei 12°C ihren Scheitel bei 2014.0 mm, während die dieser Temperatur entsprechenden Fokallagen für photographische und RG 1-Aufnahmen bei 2014.35 bzw. 2024.65 mm liegen. Die in [2], Abb. 8 gegebene Farbkurve ist also in diese, bzw. die durch Gl. (4) gegebene Lage zu verschieben. Aus den nun leicht zu erhaltenden Werten für f_{λ} und $f_{\lambda} - f$ können die gesuchten r_{λ} berechnet werden. Diese sind so gut wie unabhängig von der Temperatur, da die $f_{\lambda} - f$ von der Temperatur unabhängig sind und das f_{λ} im Nenner von (1) bei einem Betrag von etwa 2014 mm höchstens um ± 0.4 mm oder 0.02 % variiert, was völlig unerheblich ist.

3. Die Intensität des einfallenden Lichtes

Die das photographische Bild eines Sternes erzeugende Strahlung setzt sich aus folgenden Faktoren zusammen:

$$J(\lambda) = I(\lambda) \cdot E(\lambda) \cdot D(\lambda) \cdot F(\lambda) \cdot P(\lambda). \quad (5)$$

Hierbei ist

- $I(\lambda)$ die spektrale Energieverteilung des Lichtes des aufgenommenen Sternes,
- $E(\lambda)$ die Durchlässigkeit der Atmosphäre,
- $D(\lambda)$ die Durchlässigkeit des Objektivs,
- $F(\lambda)$ die Durchlässigkeit der eventuell verwendeten Filter,
- $P(\lambda)$ die spektrale Empfindlichkeit der Platte.

Es seien zuerst die durch die Erdatmosphäre und das Instrument bedingten Faktoren kurz betrachtet, bevor wir uns der Intensitätsverteilung der Sterne zuwenden.

Für die atmosphärische Durchlässigkeit $E(\lambda)$ gibt W. BECKER³ Werte von 5 zu $5\text{ m}\mu$, die auf seinen eigenen Beobachtungen⁴ und denen von H. JENSEN⁵ beruhen.

Für die Durchlässigkeit des Objektives $D(\lambda)$ wurden auf Empfehlung von P. J. JUNKES die Werte des ebenfalls von ZEISS gebauten Potsdamer Refraktors zugrundegelegt, da für den Vatikanischen Refraktor keine Werte bekannt sind. Für den ersteren sind hingegen folgende Zahlen bekannt, die für die Interpolation und Extrapolation nach Rot ausreichend sind:

λ	(m μ) :	546	405	365
$D(\lambda)$	(%) :	79	72	44

Diese drei Punkte wurden durch eine möglichst glatte Kurve miteinander verbunden.

Die Farbdurchlässigkeit $F(\lambda)$ der im folgenden verwendeten beiden SCHOTTschen Filter GG 5 und RG 1 wurde der oben zitierten Arbeit von W. BECKER³ entnommen.

Die Plattenempfindlichkeit $P(\lambda)$ der für die Aufnahmen verwendeten Platten KODAK 103a O (im photographischen Bereich) und 103a C (für Aufnahmen mit RG 1-Filter) wurde den Angaben der EASTMAN KODAK COMPANY entnommen.

Nun bleibt uns noch, die Intensitätsverteilung $I(\lambda)$ im Spektrum der Sterne herzuleiten.

Für einen mittleren A0-Stern (d.h. das Mittel aus 9 für die Bestimmung verwendeten A0-Sternen) haben KIENLE, WEMPE und BEILEKE⁶ die Intensitätsverteilung relativ zu einem schwarzen Strahler der Temperatur 14320° K gemessen. In einer früher publizierten Arbeit haben KIENLE, STRASSL und WEMPE⁷ die Intensitätsverteilung von Sternen verschiedener Spektralklassen relativ zum Mittel eben dieser A0-Sterne bestimmt.

Als Ausgangspunkt ist die Intensitätsverteilung des Schwarzen Strahlers von 14320°, $I_{SK}(\lambda)$, nach der PLANCKschen Formel zu berechnen. Die Temperatur ist dabei so gewählt, dass die Berechnung sehr vereinfacht wird. Die Intensitätsverteilung des A0-Sternes ergibt sich aus

$$\log I_{A0} = \log I_{SK} + \Delta \log I_{A0}, \quad (6)$$

wo $\Delta \log I_{A0}$ die Abweichungen des mittleren A0-Sternes vom Schwarzen Strahler sind. Die $\log I_{SK}$ wurden so normiert, dass für $1/\lambda = 2.252 \log I_{SK} = 1$ ist.

Tab. 14 in der zitierten Arbeit⁷ gibt die Intensitätsdifferenzen

gegenüber dem Mittel der A0-Sterne für jeden einzelnen Stern des ausgewählten « *Göttinger Programms* ». Korrigieren wir diese Werte um die Differenz Δm_{phot} der m_{phot} gegenüber der mittleren photographischen Helligkeit der 9 A0-Sterne, die 2^m01 beträgt, so erhalten wir damit die Intensitätsdifferenzen zwischen einem A0-Stern und einem Stern der jeweiligen Spektralklasse von gleicher photographischer Helligkeit. Für die phot. Helligkeiten der Sterne wurden dabei die Werte nach E. HERTZSPRUNG⁸ gewählt. Um individuelle Abweichungen in der Intensitätsverteilung vom normalen Verlauf einer Spektralklasse einigermaßen auszugleichen, wurden jeweils die Werte von zwei bis fünf Sternen zu einem Mittel vereinigt. So ergibt sich aus der Intensitätsverteilung der A0-Sterne und diesen mittleren Differenzen die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von der Wellenlänge für die Spektralklassen B2, A5, F5, G0, K0, K5, Ma. Die Klasse B2 wurde dabei als Mittel aus einem B1- und einem B3-Stern angenommen; die beiden B-Sterne 7 und 12 des *Göttinger Programms* wurden wegen starker interstellarer Verfärbung weggelassen. Die auf diese Weise erhaltene Intensitätsverteilung ist in Tab. 1 aufgeführt und in Abb. 1 eingetragen. Nach der Art unseres Vorgehens sollen diese Intensitätsverteilungen für Sterne gleicher photographischer Helligkeit (nach E. HERTZSPRUNG) gelten. Diese Bedingung wird zunächst als erfüllt angenommen und die Diskussion der Gleichheit der Helligkeit von Sternen *verschiedener* Spektralklasse bis nach der Betrachtung der Intensitätsverteilung im photographischen Sternbild zurückgestellt (vergl. Abschnitt 8).

4. Die Intensitätsverteilung im photographischen Sternscheibchen

Die Berechnung von $i(r)$ nach (3) wird vorteilhaft in zwei Schritte aufgespalten: einen ersten, der alle für die Sterne aller Spektralklassen gemeinsamen Faktoren vereinigt, und einen zweiten, der die besonderen Grössen für verschiedene Spektralklassen berücksichtigt. Wir schreiben daher (3) in der Form

$$i(r) = \int_{-\infty}^{-r} \frac{J_0(\lambda) d\lambda}{\pi r_\lambda^2} \cdot I(\lambda) + \int_r^{\infty} \frac{J_0(\lambda) d\lambda}{\pi r_\lambda^2} \cdot I(\lambda), \quad (7)$$

worin $J_0(\lambda) = D(\lambda) \cdot E(\lambda) \cdot F(\lambda) \cdot P(\lambda)$ alle von λ abhängigen Faktoren von $J(\lambda)$ aus (5) ohne die Intensität $I(\lambda)$ des Stern-

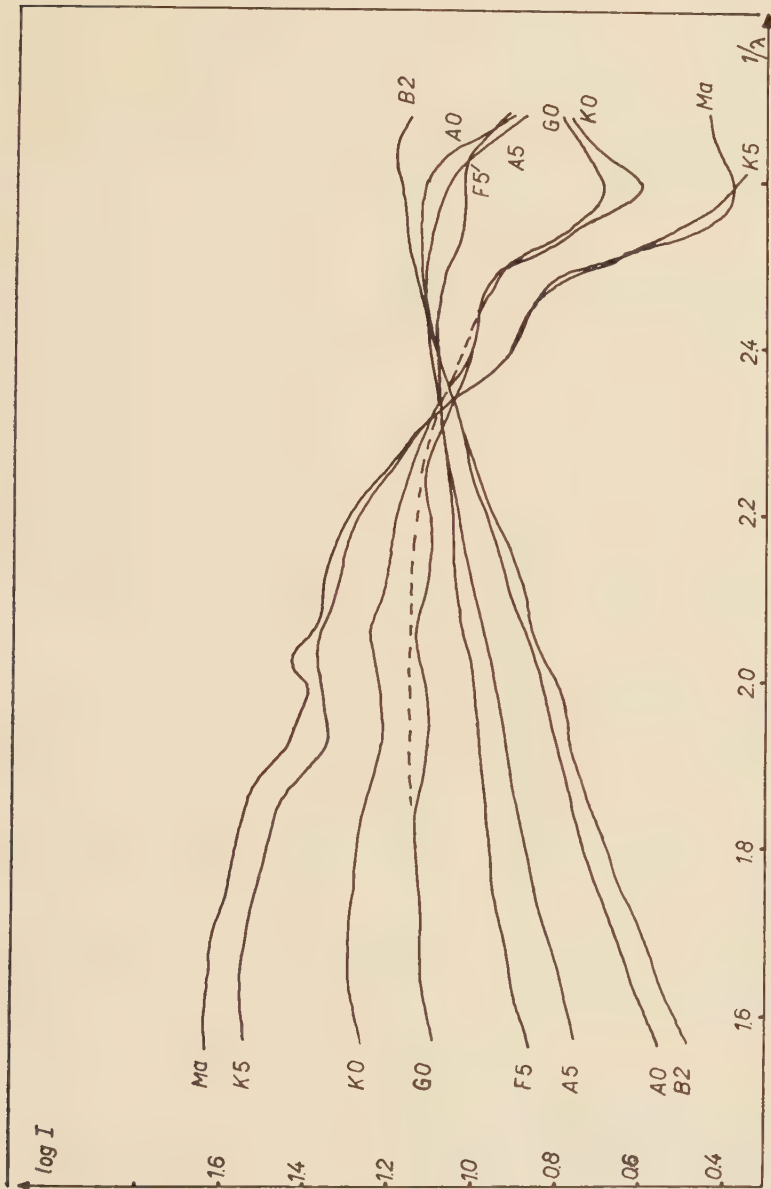


ABB. 1. Absolute Intensitätsverteilung in den Spektren von Sternen verschiedener Spektralklasse bei gleicher photographischer Helligkeit

TABELLE 1
Intensitätsverteilung im Sternspektrum

$1/\lambda$	$\log I$							
	B 2	A 0	A 5	F 5	G 0	K 0	K 5	M a
1.589	0.501	0.571	0.754	0.875	1.102	1.272	1.538	1.629
650	562	623	794	908	118	296	557	629
709	599	656	820	925	118	286	534	615
766	658	708	858	948	128	279	510	568
821	697	738	878	963	135	267	481	561
874	735	766	897	970	115	249	443	534
925	766	795	918	978	094	208	338	433
974	784	818	930	990	105	217	350	401
994	790	825	935	1.002	106	227	357	388
2.022	820	846	952	011	115	231	365	429
038	835	858	960	024	124	238	370	437
068	864	878	973	031	135	245	363	378
082	866	888	985	038	127	232	346	360
112	881	909	1.004	043	112	211	326	359
125	891	918	006	044	108	209	323	355
155	907	936	018	047	099	198	310	334
168	924	944	024	049	101	199	311	335
210	959	971	039	057	098	184	264	282
252	991	1.002	058	069	119	158	206	214
294	1.022	026	069	072	085	126	144	141
335	053	052	086	078	056	088	056	048
376	084	081	104	088	021	031	0.945	0.959
414	105	098	112	090	0.995	0.992	887	905
453	122	114	120	088	985	991	871	865
491	143	129	122	075	938	954	781	767
528	155	130	094	032	821	798	570	539
565	171	130	076	025	726	684	435	394
600	182	115	062	033	693	593	364	368
635	193	062	007	010	735	682	—	410
669	158	0.938	0.904	0.935	793	754	—	436

lichtes zusammenfasst. Es ist zunächst der allen Spektralklassen gemeinsame Ausdruck

$$\frac{J_0(\lambda) d\lambda}{\pi r_\lambda^2} = j_\lambda \quad (8)$$

zu berechnen, und dann sind die $I(\lambda)$ für jede Spektralklasse einzuführen.

Tab. 2 gibt die Berechnung von j_λ für Aufnahmen im photographischen Spektralbereich ohne Filter. Die Brennweite f_λ ist der Farbkurve entnommen. Die Fokallage der Platte wurde mit $f = 2014.35$ mm eingesetzt. Der Objektivradius beträgt

TABELLE 2
Berechnung der j nach Gl. (8)

$\frac{1}{\lambda}$ 10^4 cm^{-1}	f_λ mm	$ r_\lambda $ mm	J_0 %	j_λ	$\frac{1}{\lambda}$ 10^4 cm^{-1}	f_λ mm	$ r_\lambda $ mm	J_0 %	j_λ
1.825	2020.58	0.630	0.19	0.0061	2.360	2013.99	0.036	44	105.0
865	19.72	544	0.69	0.297	370	13.99	036	44	105.0
905	18.91	462	1.9	113	380	13.98	037	44	99.5
935	18.34	404	3.8	148	390	13.98	037	45	101.8
955	18.01	371	7.5	337	400	13.99	036	45	107.4
975	17.62	332	9.8	566	410	14.00	035	45	113.6
995	17.32	301	14	986	420	14.02	033	46	130.3
2.015	17.00	268	17	1.504	430	14.07	030	46	168.5
035	16.71	240	21	2.33	440	14.10	025	46	225.5
055	16.43	211	24	3.43	450	14.13	022	47	296
075	16.17	184	28	5.28	460	14.17	019	46	426
095	15.90	158	30	7.70	470	14.22	013	47	887
115	15.63	130	31	11.68	480	14.28	010*	46	1484
135	15.41	108	34	18.47	490	14.34	010*	45	1452
150	15.26	092	35	13.01	500	14.41	010*	45	1452
160	15.18	084	36	16.3	510	14.49	014	45	738
170	15.08	074	37	21.5	520	14.58	023	44	253
180	15.01	067	38	27.0	530	14.67	032	44	133
190	14.92	058	39	36.8	540	14.80	046	43	66.2
200	14.82	048	39	55.0	550	14.90	056	42	42.8
210	14.74	040	39	79.6	560	15.01	067	41	29.1
220	14.67	032	40	120.5	575	15.21	088	40	33.4
230	14.59	024	40	213	595	15.47	114	38	18.8
240	14.52	018	41	423	615	15.76	143	36	11.2
250	14.43	010*	41	1323	635	16.10	178	33	6.67
260	14.37	010*	42	1355	655	16.51	219	31	4.10
270	14.30	010*	41	1323	675	16.94	262	28	2.58
280	14.24	011	42	1105	695	17.35	304	26	1.79
290	14.18	018	42	433	725	18.12	382	23	2.00
300	14.14	021	43	297	765	19.40	512	15	0.87
310	14.09	026	43	195					
320	14.06	030	43	142.4					
330	14.03	032	44	132.5					
340	14.01	034	44	117.6					
350	14.00	035	44	111.1					

$R = 204.5$ mm. Die mit * bezeichneten Werte für r würden in der Reihenfolge der Tabelle eigentlich lauten: 0.008, 0.002, 0.005, 0.007, 0.001, 0.006. Für den Kern des Scheibchens ist jedoch unsere Berechnung der Strahlungsverteilung nicht gültig, da der theoretische Wert für r bei $f_\lambda = f$ auf Null sinken und damit j_λ auf unendlich ansteigen müsste. Durch die ausser der chromatischen Aberration vorhandenen Effekte, die die Vergrösserung

des photographischen Sternbildes bewirken, die bei grösserem Durchmesser aber vernachlässigt werden können, wird das Bild auch für Strahlung mit $f_\lambda = f$ immer einen gewissen Minimalradius haben. Darum wurde hier vorläufig bis zu einem Radius $r = 0.010$ mm gegangen.

Mit den in der letzten Kolonne erhaltenen j_λ und den $I(\lambda)$ für die verschiedenen Spektralklassen aus Tab. 1 lassen sich die $i(r)$, die nach Gl. (3) die bilderzeugende Intensität im Abstand r vom Bildmittelpunkt darstellen, ohne weitere Schwierigkeiten berechnen. In Tab. 3 sind sie in Abhängigkeit von r gegeben. Für die Spektralklasse G0 wurden dabei die in Abb. 1 deutlichen Unregelmässigkeiten zwischen $1/\lambda = 1.820$ und $1/\lambda = 2.250$ ausgeglichen (gestrichelter Verlauf der Kurve), ein Vorgehen, dessen Berechtigung später erwiesen werden kann.

Von den in Tab. 3 gegebenen Werten sind für zwei Spektralklassen (A0 und K0) die entsprechenden Kurven in Abb. 2 aufgetragen. Eine Zeichnung der Kurven aller Spektralklassen wäre wegen den vielfachen Ueberschneidungen recht unübersichtlich und wird auch nicht benötigt. Schon die beiden aufgezeichneten Kurven führen zu einigen nützlichen Ueberlegungen.

So wie wir sie erhalten haben, zeigt die Abb. 2 zunächst, dass bei dem zugrundeliegenden Objektiv der Intensitätsabfall im Innern eines photographischen Sternscheibchens gegen den Rand hin bei einem roten Stern flacher verläuft als bei einem weissen, was sich aus der gegenseitigen Lage von Farbkurve und Platte leicht einsehen lässt. Für A-Sterne stammt der grösste Teil der Strahlung aus dem gut fokussierten Gebiet zwischen $1/\lambda = 2.250$ und $1/\lambda = 2.500$, während rote Sterne einen bedeutend grösseren Teil ihrer Strahlung in dem gegen längere Wellen hin liegenden Spektralgebiet haben, die die Platte stark extrafokal trifft und so die äusseren Teile des Bildes verstärkt. Man wird übrigens später sehen, dass die frühen B-Sterne wieder eine flachere Intensitätsverteilung zeigen als die A-Sterne; denn wie bei den späten Sternen die langwellige Strahlung, so sorgt bei ihnen die verhältnismässig starke, afokal abgebildete Violettstrahlung (mit $1/\lambda > 2.500$) für stärkere Schwärzung im äusseren Teile des Bildes.

Im Hinblick auf die experimentelle Nachprüfung und spätere Anwendung wurden die Intensitätsverteilungen in den Sternbildern auch für Aufnahmen mit den Filtern GG 5 und RG 1 gerechnet. Ausser der Einführung der Filter-Absorptionsfunktion in die Berechnung der j_λ [nach Gl. (8)], die der bereits zitierten Arbeit

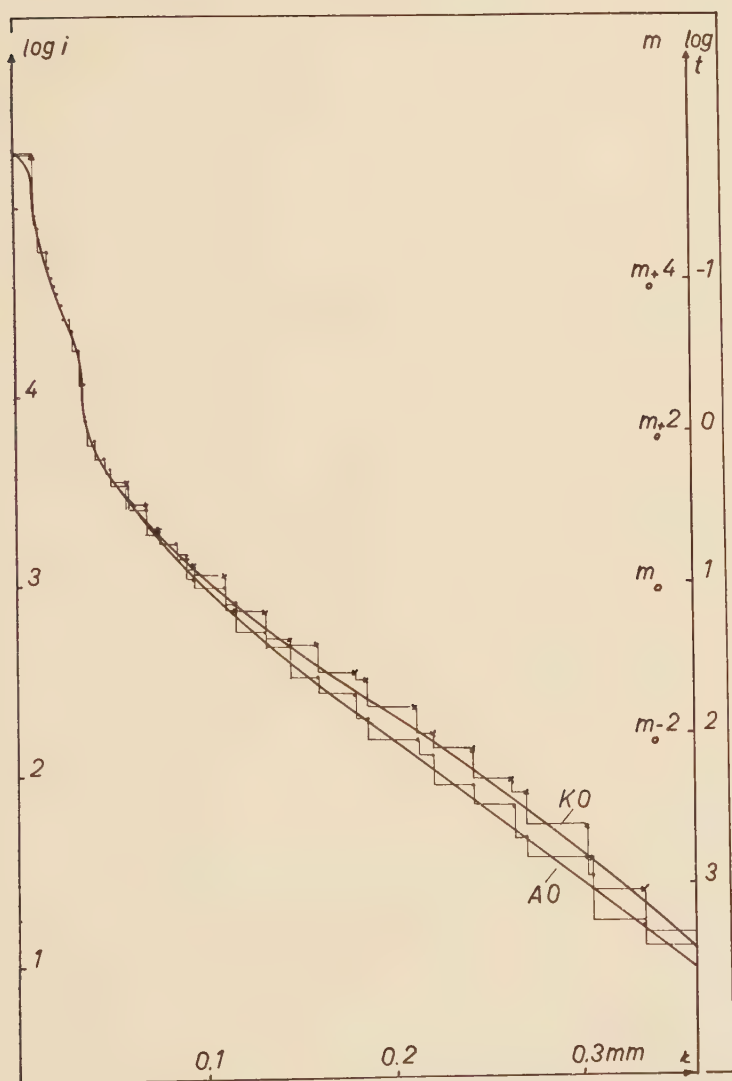


ABB. 2. Intensitätsverteilung im photographischen Sternscheibchen $\log i(r)$ bei Aufnahmen im photographischen Spektralbereich

TABELLE 3
Intensitätsverteilung $\log i(r)$

<i>r</i>	$\log i(r)$							
	B 2	A 0	A 5	F 5	G 0	K 0	K 5	Ma
0.382	1.547	0.992	0.824	0.841	0.867	0.898	0.904	0.980
371	570	1.079	979	1.008	1.077	1.126	1.189	1.262
332	609	196	1.156	196	294	356	450	511
304	710	444	410	445	496	530	524	573
301	849	537	534	577	650	704	747	790
268	1.905	1.651	1.677	1.726	1.814	1.881	1.957	2.004
262	2.097	821	831	873	911	959	991	034
240	122	919	949	996	2.054	2.118	2.183	235
219	296	2.090	2.098	2.138	137	185	212	262
211	339	270	196	242	264	328	386	431
184	2.409	2.276	2.316	2.366	2.408	2.483	2.560	2.595
178	557	423	439	478	466	527	580	613
158	621	513	546	586	598	668	738	768
143	772	667	676	702	657	709	758	788
130	833	748	773	801	788	846	914	945
114	2.984	2.907	2.909	2.921	2.849	2.890	2.937	2.966
108	3.046	984	3.001	3.018	903	3.032	3.098	3.128
092	085	3.031	055	075	3.057	108	182	212
088	235	182	184	187	120	154	207	234
084	266	221	230	237	187	226	288	314
074	3.308	3.267	3.286	3.293	3.261	3.308	3.376	3.401
067	430	396	410	410	370	414	477	500
058	480	450	472	476	454	501	570	592
056	561	531	539	538	491	531	585	605
048	616	592	610	610	584	627	689	709
046	3.706	3.682	3.689	3.680	3.628	3.665	3.709	3.726
040	764	744	760	754	726	767	818	836
037	918	903	920	911	869	901	919	936
036	4.084	4.072	4.090	4.080	4.032	4.057	4.047	4.062
035	173	161	181	169	118	139	119	135
034	4.209	4.200	4.221	4.210	4.160	4.184	4.162	4.174
033	251	243	262	250	196	217	189	202
032	350	340	360	346	294	318	294	306
030	416	408	427	414	362	384	356	365
026	451	443	464	450	404	427	400	410
025	4.494	4.486	4.506	4.491	4.440	4.461	4.430	4.457
024	520	515	537	525	483	507	484	494
023	565	556	576	559	508	530	499	507
022	609	602	618	601	545	565	529	536
021	641	634	653	637	587	610	577	583
019	4.695	4.688	4.705	4.687	4.629	4.651	4.612	4.617
018	764	759	782	768	729	754	733	738
014	836	829	845	826	772	795	760	764
013	906	898	912	891	828	850	803	806
011	963	957	975	958	909	934	901	904
010	5.284	5.279	5.297	5.278	5.232	5.258	5.226	5.228

von W. BECKER³ entnommen wurde, bietet sich dabei nichts grundsätzlich Neues. Abb. 3 zeigt, dass der Farbeffekt für Aufnahmen mit GG 5-Filter (links) sehr gross, mit RG 1-Filter

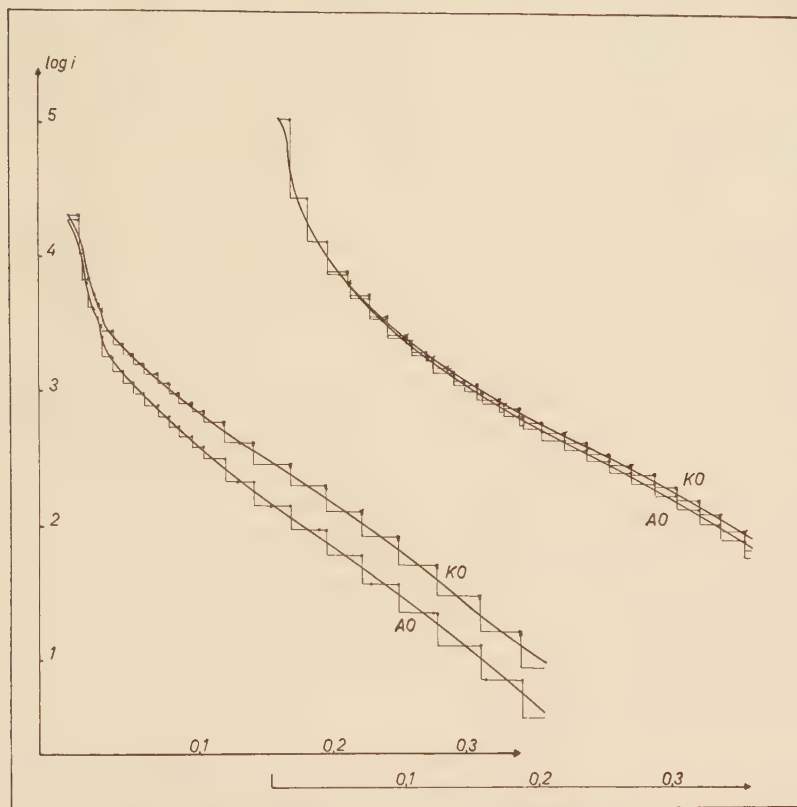


ABB. 3. Intensitätsverteilung im photographischen Sternscheibchen $\log i(r)$ bei Aufnahmen mit GG 5-Filter (links) und RG 1-Filter (rechts)

(rechts) hingegen bedeutend kleiner als bei Aufnahmen ohne Filter wird.

5. Die Beziehungen zwischen Sternhelligkeit und Bilddurchmesser sowie Belichtungszeit und Bilddurchmesser

Die erhaltene Darstellung des Intensitätsabfalles lässt sich vielseitiger verwenden, als es auf den ersten Blick möglich scheint. Sie gibt uns zunächst nicht nur die Verteilung der Intensität der Strahlung innerhalb des Areals eines photographischen Sternbildes, sondern gleichzeitig die Beziehung zwischen der Helligkeit eines Sternes und seinem Bilddurchmesser auf der Aufnahme.

Damit der Stern eine eben merkbare Schwärzung der Platte hervorruft, muss eine bestimmte Mindestintensität i_{min} die Platte treffen. Gehen wir vom Zentrum des Sternbildes nach aussen, so wird bei einem bestimmten Abstand R vom Mittelpunkt die erforderliche Minimalintensität i_{min} unterschritten, und das Bild des Sternes auf der Aufnahme wird deshalb den Radius R aufweisen. Gilt die in Abb. 2 dargestellte Intensitätsverteilung $i(r)$ für einen Stern der Helligkeit m_0 , so ist

$$R(m_0) = r(\log i_{min}),$$

und für Sterne anderer Helligkeit ist wegen der Intensitätsdifferenz zwischen zwei Sternen mit den Helligkeiten m_1 und m_2

$$\log i_2 - \log i_1 = -0.4(m_2 - m_1)$$

$$R(m) = r(\log i_{min} - 0.4[m - m_0]).$$

Die Abb. 2 gibt also auch die Beziehung $m = m(r)$, für die der am rechten Rand angegebene Ordinatenmassstab gilt. Der Wert von $\log i_{min}$ hängt dabei natürlich von allen Aufnahmebedingungen wie Belichtungszeit, Temperatur, Zustand der Atmosphäre, Plattenemulsion, Entwicklung etc. ab. Er wurde hier willkürlich mit $\log i_{min} = 3.0$ gewählt. Damit können wir nun aus der Abbildung folgendes ablesen:

Sind zwei gleich helle Sterne, von denen der eine den Typus A 0, der andere K 0 habe, nicht sehr hell, etwa von der Helligkeit $m_0 + 5$ bis $m_0 + 2$, so wird ihr Bild bei Radien von $r = 0.050$ mm gleich gross sein. Sind aber zwei solche Sterne von grösserer Helligkeit auf der Aufnahme, etwa von der Helligkeit $m_0 - 2$, so wird der A 0-Stern sich als Scheibchen mit dem Radius $r = 0.192$ mm, der K 0-Stern aber als Scheibchen mit dem Radius $r = 0.216$ mm abbilden. Oder, in der Betrachtung vom Radius ausgehend: zwei Sterne verschiedener Spektralklasse, die auf der Aufnahme einen gleichen Radius von weniger als 0.050 mm haben, besitzen gleiche Helligkeit. Zwei Sterne mit einem Radius von beispielsweise 0.200 mm haben jedoch die Helligkeiten $m_0 - 2^m15$ bzw. $m_0 - 1^m72$. Trotz gleicher Radien entsteht also für verschiedene Spektralklassen eine beachtliche Helligkeitsdifferenz, in diesem Beispiel eine solche von 0^m43 . Der Durchmesser ist deshalb für eine Gruppe von Sternen mit verschiedener Intensitätsverteilung kein eindeutiges Mass der Helligkeit — und das

eben besagt der eingangs erläuterte Farbeffekt bei Astrographen, der die auf Durchmesser-Schätzungen oder -Messungen beruhende Helligkeitsbestimmung beeinträchtigt.

Aber noch in anderer Weise kann Abb. 2 diskutiert werden. Bei der bisherigen Ueberlegung war die Belichtungszeit ausser acht gelassen bzw. als konstant vorausgesetzt worden. Die Verlängerung der Belichtungszeit verursacht jedoch bekannterweise ebenfalls eine Zunahme des Sternscheibchen-Radius für ein und denselben Stern, indem die minimale Schwärzung der Platte, aus der sich der Rand des Bildes ergibt, durch eine kleinere Minimalintensität i_{min} hervorgerufen wird. Von SCHWARZSCHILD stammt die Beziehung

$$S = i \cdot t^a \quad (9)$$

(S = Schwärzung, t = Belichtungszeit), als Zeit-Schwärzungsgesetz, das die Verhältnisse zwar nicht völlig exakt, für unsere Zwecke jedoch mit genügender Genauigkeit wiedergibt, wenn wir für a den Wert 0.8 einsetzen.

Aus

$$S_{min} = i_{min} \cdot t^{0.8}$$

folgt für $t = 1$

$$S_{min} = i_{min_0} = i_0$$

und für i_{min} in Abhängigkeit von der Belichtungszeit

$$\log i_{min} = i_0 - 0.8 \log t.$$

Unsere Beziehung zwischen r und $\log i$ liefert gleichzeitig eine Beziehung zwischen t und r , die Abhängigkeit des Radius von der Belichtungszeit. Es sei zuerst angenommen, dass der für einen Stern der Helligkeit m_0 sich ergebende Radius $r(m_0)$ bei der Belichtungszeit $\log t = 1$ erreicht werde. Dann gilt die in Abb. 2 rechts aussen eingetragene Zeitskala, die, wenn wir von ihr aus in das Diagramm eingehen, uns den Radius als Funktion der Belichtungszeit abzulesen gestattet. Für Sterne anderer Helligkeit verschiebt sich diese Zeitskala nach oben oder unten (für schwächere bzw. hellere Sterne), indem nämlich die im vorhergehenden eingeführte m -Skala den für die Belichtungszeit $\log t = 1$ geltenden Radius gibt. Immer, wenn wir deshalb die durch Verlängerung der Belichtungszeit verursachte Durchmes-

serzunahme eines Sterns mit einer Helligkeit $m = m_0 + \Delta m$ betrachten wollen, muss $\log t = 1$ in der Zeitskala mit $m = m_0 + \Delta m$ in der Helligkeitsskala zusammenfallen.

6. Die experimentelle Nachprüfung des Farbeffektes

Die eben entwickelte Beziehung zwischen Belichtungszeit und Radius des Sternscheibchens ermöglicht eine einfache experimentelle Nachprüfung der Theorie. Auf ein und derselben Platte wird eine Reihe von Aufnahmen geeigneter Sterne verschiedener Intensitätsverteilung mit zunehmender Belichtungszeit hergestellt. Die sich daraus ergebende Durchmesser-Belichtungszeit-Beziehung muss mit der aus der Theorie erhaltenen übereinstimmen.

Zu diesem Zwecke wurden an der Vatikanischen Sternwarte eine Reihe von Aufnahmen gemacht, in deren Zentrum jeweils die beiden Sterne

Boss 26070 A 0 $m_{pv} = 7.42$,

Boss 26073 K 0 $m_{pv} = 7.47$

standen. Auf jeder der 6 Aufnahmen wurden die Durchmesser der 9 bzw. 10 Bilder jedes Sternes in einem Messmikroskop gemessen (je 10 Messungen in zwei aufeinander senkrecht stehenden Richtungen). Die Resultate gibt Tab. 4 wieder. Der mittlere Fehler eines so bestimmten Durchmessers beträgt ± 0.003 mm.

TABELLE 4
Radien der Sternscheibchen in 0.001 mm

Belichtungs- zeit sec	A 0						K 0					
	Platte Nr.						Platte Nr.					
	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
1	40	34	39	45	*)	*)	30	34	32	34	*)	*)
2	50	46	43	50	28	29	32	38	36	37	*)	*)
4	57	55	56	60	34	38	39	44	46	42	26	28
8	70	64	64	68	46	52	46	52	50	50	36	39
15	81	77	70	76	58	68	53	66	59	58	46	51
30	105	108	86	100	90	98	71	86	70	70	62	66
60	134	130	112	130	120	122	90	112	88	97	102	102
120	162	165	146	156	156	153	122	144	122	140	130	148
240	194	196	179	208	182	184	159	178	156	173	162	166
480					218	212					188	195

* Die Bilder sind durch das Plattenkorn so unregelmässig geformt, dass eine Durchmesser messung zu unsicher wäre, um hier Verwendung finden zu können.

Solange wir nur den Verlauf der Kurven betrachten wollen, sind wir in der Wahl des Nullpunktes der Zeitskala noch frei. Abgesehen davon, dass er sowieso auf experimentellem Wege

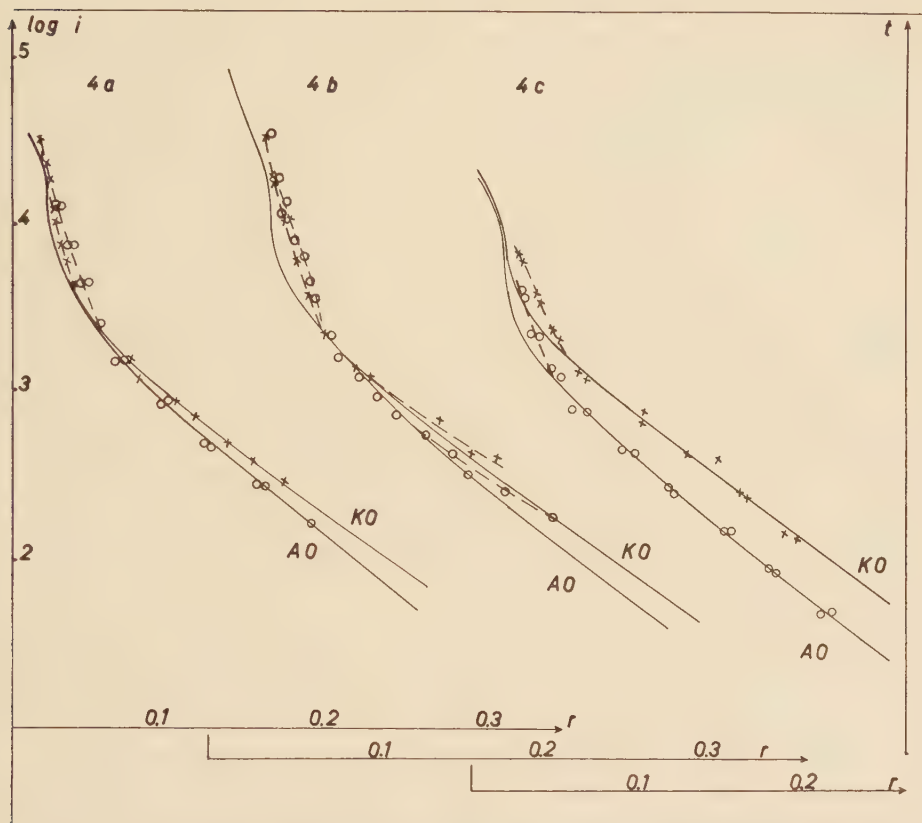


ABB. 4. Berechneter und gemessener Verlauf der Intensitätsverteilung $\log i(r)$

- berechneter Verlauf (nach Tab. 3)
 --○--○-- A 0-Sterne: }
 --×--×-- K 0-Sterne: } gemessener Verlauf (nach Tab. 4)
 4a: Messwerte der Platten 1 und 2
 4b: » » » 3 » 4
 4c: » » » 5 » 6

für jede einzelne Platte zu bestimmen ist, bedeutet ja eine Verschiebung in der Ordinatenrichtung nur eine Helligkeitsänderung. Solange uns aber die Helligkeit nicht interessiert — umsomehr als uns die photographische Helligkeit der Prüfsterne doch nur ungefähr bekannt ist — dürfen wir die Kurven so legen, wie es uns zum Vergleich der berechneten und der gemessenen Werte

am geeignetsten erscheint. Dies geschieht am besten in der Weise, dass der nahezu geradlinige Teil für $r > 0.100$ mm bestmöglichst zur Deckung gebracht wird.

Die Abb. 4 zeigt nochmals die aus der Rechnung erhaltenen Kurven der Intensitätsverteilung (ausgezogen) und die Messwerte der Platten 1–6. In Abb. 4a und 4c stimmen sie für den äussern Teil des Bildes ($r < 0.068$ mm) so gut wie möglich überein. Die verschiedene Steilheit des Intensitätsabfalles gegen aussen für verschiedene Spektralklassen wird durch die Aufnahmen bestätigt.

In Abb. 4b sind den berechneten Werten für die Platten 103aO die beobachteten Werte für Platten 103aC gegenübergestellt. Letztere unterscheiden sich von den andern durch eine erhöhte Rotempfindlichkeit, während im grösseren Teil des Spektrums ($1/\lambda > \sim 1.600$) die Empfindlichkeit etwa dieselbe ist wie bei den Platten 103aO. Für den inneren Teil des Bildes dürfen wir deshalb die gleiche Intensitätsverteilung erwarten wie in Abb. 4a, während die stark extrafokale Rotstrahlung hier im äusseren Teil viel stärkere Schwärzungen verursacht, die den Abfall gegen aussen flacher gestalten. Abb. 4b bestätigt diese Erwartungen.

Die Aufnahmen 5 und 6 wurden mit einem GG 5-Filter erhalten und in Abb. 4c den entsprechenden theoretischen Kurven gegenübergestellt.

Im innern Teil des Bildes scheint die theoretische Ableitung die tatsächlichen Verhältnisse nicht völlig zu erfassen. Kleinere Bilder sind stärker verbreitert als auf Grund des Farbeffektes allein zu erwarten ist. In diesem Bereich müssen wohl doch der eine oder andere der eingangs erwähnten, aber vernachlässigten, weiteren das Bild vergrössernden Effekte zur Korrektur der Ergebnisse herangezogen werden.

7. Die Streuung des Lichtes in der photographischen Schicht

Bereits FISCHER¹ hat in seiner Arbeit die Streuung des Lichtes in der photographischen Schicht betrachtet und dabei einen kleinen Effekt herausgeschält.

Fällt auf einen Punkt P des Bildes in der Entfernung r_0 vom Mittelpunkt die Strahlungsintensität $i(r_0)$, so wird ein Teil dieser

Strahlung senkrecht zur Einfallrichtung in der photographischen Schicht gestreut, nämlich

$$s(r_0) = i(r_0) \cdot \iint_0^{\infty} \Phi(\varrho) df. \quad (10)$$

Hierbei ist ϱ die Entfernung von P und $\Phi(\varrho)$ die Elementarstreuungsfunktion. Für diese findet FISCHER den Ansatz

$$\Phi(\varrho) = A \cdot e^{-\kappa\sqrt{\varrho}} \quad (11)$$

als den Beobachtungsergebnissen am besten entsprechend; die Werte der Konstanten sind dabei

$$\kappa = 1.287, \quad A = 0.0205.$$

Andererseits gelangt in den Punkt P auch Streulicht von benachbarten Stellen der Platte, im ganzen

$$t(r_0) = \iint_0^{\infty} i(r) \Phi(\varrho) df. \quad (12)$$

Die im Punkt P die Schwärzung der Platte erzeugende Strahlung beträgt also

$$\begin{aligned} i'(r_0) &= i(r_0) - s(r_0) + t(r_0), \\ &= i(r_0) - A i(r_0) \iint_0^{\infty} e^{-\kappa\sqrt{\varrho}} df + A \iint_0^{\infty} i(r) e^{-\kappa\sqrt{\varrho}} df, \end{aligned} \quad (13)$$

oder die Änderung der Intensität durch die photographische Streuung gegenüber dem ursprünglichen Betrag ohne Streuung:

$$\Delta i = i'(r_0) - i(r_0) = A \iint_0^{\infty} i(r) e^{-\kappa\sqrt{\varrho}} df - A i(r_0) \iint_0^{\infty} e^{-\kappa\sqrt{\varrho}} df. \quad (14)$$

Das zweite Integral in Gl. (14) ist bei Einführung von Polarkoordinaten einfach lösbar:

$$\iint_0^{\infty} e^{-\kappa\sqrt{\varrho}} df = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} e^{-\kappa\sqrt{\varrho}} d\varrho d\varphi = \frac{24\pi}{\kappa^4}. \quad (15)$$

Damit wird (14)

$$\Delta i = A \int_0^\infty i(r) e^{-\kappa \sqrt{r}} - \frac{24 \pi A}{\kappa^4} i(r_0). \quad (16)$$

Durch graphische Integration wurden für verschiedene Radien r_0 die Δi nach Gl. (16) berechnet. Sie betragen für die Aufnahmen im photographischen Spektralbereich und für A 0-Sterne

r_0	$\log \Delta i$
0.000	— 0.082
0.030	+ 0.006
0.040	0.169
0.060	0.063
0.080	0.025

Diese Korrekturen sind in Abb. 5 an der bisher verwendeten Kurve für $i(r)$ angebracht. Durch sie wird der theoretische Verlauf im Sinne einer Annäherung an die Messungen verbessert (gestrichelte Kurve). Gleichzeitig sind hier die mittleren Fehler der Durchmesser-Messungen (als waagrechte Striche) eingetragen.

Die restliche Abweichung zwischen Messung und Rechnung kann möglicherweise daher rühren, dass für die hier verwendeten Platten etwas andere Konstanten in Gl. (11) einzuführen wären, oder dass die Untersuchung von FISCHER die photographische Streuung nicht voll berücksichtigt. Vor allem scheint die Streuung in ziemlich starkem Masse wellenlängenabhängig zu sein, was bei FISCHER ganz vernachlässigt ist. Diese Abhängigkeit quantitativ festzustellen, würde weit über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen. Wegen der verhältnismässigen Kleinheit des gesamten Streuungseffektes im Rahmen dieser Untersuchung kann auf eine diesbezügliche Untersuchung verzichtet werden. Darüber hinaus ist es auch möglich, dass die ungenügende Genauigkeit des SCHWARZSCHILDschen Gesetzes in der Form der Gl. (9) oder der eine oder andere der vernachlässigten, das Bild verbreiternden Effekte eine Rolle spielen. Auf eine Untersuchung hierüber wurde verzichtet, da Aussagen bei der verhältnismässigen Kleinheit der Beträge nur sehr unsicher sein können und zudem für unsere Anwendung nicht in Betracht fallen. Vor allem ist aber die Integration in Gl. (16) an die ungeprüften Annahmen über die Intensitätsverteilung im Zentrum des Bildes gebunden, und ihre Genauigkeit hat insofern ihre Grenzen.

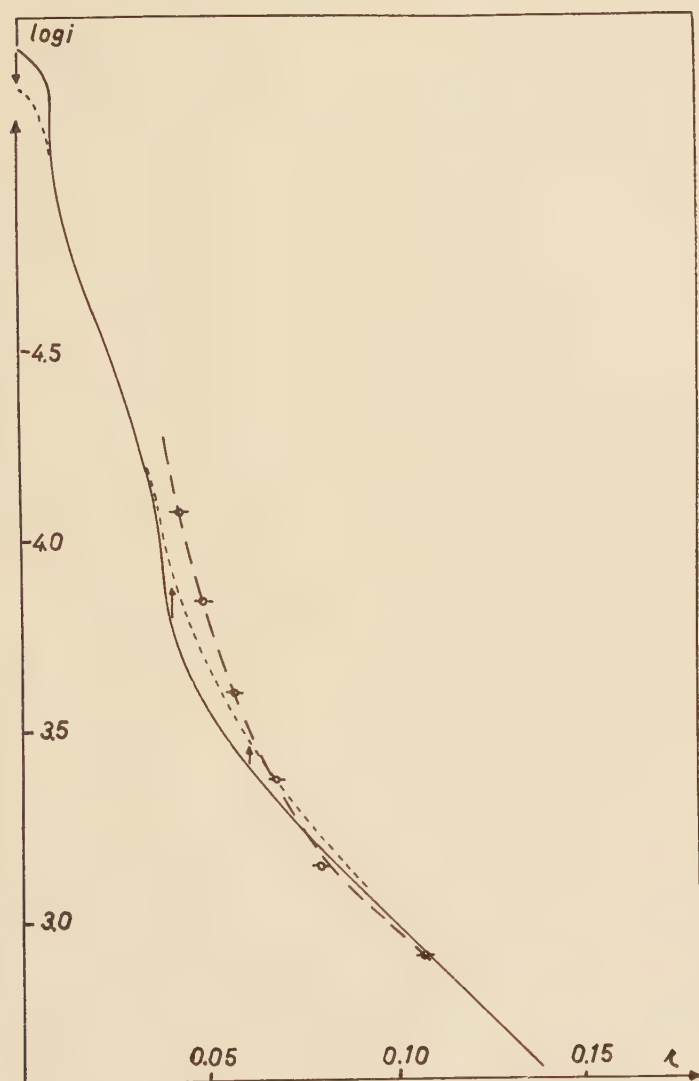


ABB. 5. Einfluss der Streuung in der photographischen Schicht auf den Verlauf der Intensitätsverteilung $\log t(r)$

————— berechneter Verlauf (nach Tab. 3)
 - - - - - gemessener Verlauf (nach Tab. 4)
 ↑ ↑ für Streuung berechnete Korrekturen
 - - - - - berechneter Verlauf unter Berücksichtigung
 der Streuung

8. Die Helligkeit von Sternen verschiedener Spektralklasse

In der bisherigen Untersuchung haben wir uns nur mit dem Verlauf der Intensitätsverteilung von der Mitte zum Rand des Sternscheibchens beschäftigt und den absoluten Betrag der Intensität, also die Sternhelligkeit, einstweilen unbeachtet gelassen. Einzig bei der Herleitung der spektralen Intensitätsverteilung in Abschnitt 3 hatten wir Sterne gleicher Helligkeit gewählt, um die Kurven wenigstens ungefähr in der richtigen relativen Lage zueinander zu haben. Die in Abschnitt 5 eingeführte Helligkeitsskala bezog sich auf einen ganz willkürlich gewählten Nullpunkt. Um den Farbeffekt in der praktischen Photometrierung berücksichtigen zu können, müssen wir jedoch den Anschluss an die in der Astronomie gebrauchten Helligkeitsskalen finden.

Die Helligkeitsskala der Sterne in Grössenklassen ist definiert durch die Beziehung

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log \frac{J_1}{J_2},$$

wobei der Nullpunkt der Skala gemäss Uebereinkunft festzulegen ist.

Die Aufgabe der photographischen Photometrie kann nun in ihrer allgemeinsten Form so gestellt werden: « *Aus der auf der entwickelten Platte messbaren photographischen Wirkung ist die Intensität zu erschliessen, die diese Wirkung hervorgerufen hat* »⁹. Da alle photometrischen Methoden letzten Endes auf der Beurteilung der Gleichheit zweier Intensitäten beruhen, lässt sich das Grundprinzip der Photometrie so formulieren: « *Zwei Intensitäten sind gleich, wenn sie bei gleicher Wellenlänge in der gleichen Zeit auf der gleichen photographischen Platte unter sonst völlig gleichen Umständen (optische Abbildung, Temperatur, Feuchtigkeit, Vor- und Nachgeschichte) die gleiche photographische Wirkung hervorbringen* »⁹ — auf unseren Fall angewandt: « *... Bilder von gleichem Durchmesser erzeugen* ».

Solange wir uns nur mit Sternen einer einzigen Spektralklasse beschäftigen, bietet die Erfüllung dieses Grundprinzips keine Schwierigkeiten. Die Bedingung « gleiche Intensität bei gleicher Wellenlänge » ist über den ganzen Spektralbereich hinweg erfüllt. Anders aber wird es, wenn wir zwei Sterne verschiedener Spek-

tralklasse zu vergleichen suchen. Dann werden, wenn in einer Wellenlänge die Intensitäten gleich sind, sie in allen andern Wellenlängen verschieden sein. Wir sind dann nicht in der Lage, auf unserem Grundprinzip aufbauend angeben zu können, wann zwei Sterne verschiedener Spektralklassen gleich hell sind. Die Intensitätsverteilungen von Abb. 2 und 3 definieren für jede einzelne Spektralklasse eine Grössenskala, indem sie in jeder von ihnen jeder Grössenklasse einen zugehörigen Radius zuteilen. Die gegenseitige Lage der verschiedenen Kurven wurde aber, wie gesagt, bisher ziemlich willkürlich festgelegt; aus der Intensitätsverteilung allein ergibt sich kein Anhaltspunkt, wie dies in einer Weise geschehen könnte, die erstens eindeutig und unabhängig von den jeweiligen Bedingungen jeder einzelnen Aufnahme, und zweitens für die praktische Arbeit einfach realisierbar wäre. Die nächstliegende Idee mag vielleicht sein, einen ein für allemal festgelegten Radius r_0 zu wählen und eine Definition zu versuchen etwa derart: Zwei Sterne verschiedenen Spektraltyps sind gleich hell, wenn sie auf der gleichen Platte bei völlig gleichen Umständen Bilder vom gleichen Radius r_0 erzeugen. Aber damit kommen wir nicht sehr weit. Denn zunächst wird bei anderer Fokallage der Platte der Verlauf der Intensitätsverteilung sich ändern, und zwei Sterne, die vorher den Radius r_0 hatten, werden andere Radien haben, während diejenigen Sterne, die nunmehr der Definition entsprechen, in der ersten Bestimmung im allgemeinen verschiedene Helligkeiten zugeteilt erhielten. Nebstdem verlangt die Methode, dass die Durchmesser der Bilder wenigstens zur Festlegung des Nullpunktes tatsächlich gemessen werden, während die meisten Durchmesser-Messmethoden auf einer Einschätzung in eine Vergleichsskala beruhen. Dies ist wiederum eine Quelle für Unsicherheiten und systematische Fehler. Vor allem aber, und dies ist der hauptsächlichste Einwand, hat jedes Instrument seine eigene Farbkurve und hätte damit auch sein eigenes System, die Helligkeiten verschiedener Spektralklassen in Beziehung zueinander zu setzen. Eine allgemein anwendbare Definition für die Helligkeit von Sternen verschiedener Spektralklasse sollte aber nicht vom jeweils verwendeten Instrument abhängen und an die Besonderheiten der gewählten Methode gebunden sein, sondern im Gegenteil auch auf Messungen mit anderer Methode (Schwärzungsmessung, lichtelektrisches Photometer etc.) oder anderen Instrumenten (Spiegelfernrohre) anwendbar sein. Es ist also ein Weg zu suchen, der unabhängig von der speziellen

Form der Intensitätsverteilung, wie sie in unserem Problem vorliegt, gestattet, Gleichheit der Helligkeiten zu definieren.

Theoretisch wäre es völlig ausreichend, für jede Spektralklasse *einen* ganz bestimmten Stern als Fixpunkt der Skala zu wählen, ihm eine bestimmte Helligkeit zuzuweisen und alle Helligkeitsmessungen auf ihn zu beziehen. Für die praktische Arbeit wird es allerdings nötig sein, mehrere über den ganzen Bereich der vorkommenden Helligkeiten verteilte Fixpunkte zu haben, da jede einzelne Aufnahme nur einen begrenzten Bereich von Helligkeiten in ausnutzbarer Weise umfasst und wir deshalb innerhalb jedes beliebigen Bereiches mindestens einen, besser aber eine ganze Anzahl von Anhaltsternen brauchen.

Für solche Zwecke wurde die Internationale Nordpolsequenz aufgestellt, eine grosse Anzahl von Sternen, die den ganzen überhaupt erreichbaren Helligkeitsbereich umfassen und sich über alle Spektralklassen verteilen. Damit wäre prinzipiell die Helligkeitsskala für jeden einzelnen Fall festgelegt, wenn nicht unglücklicherweise die Auswahl der Spektraltypen im meistgebrauchten Helligkeitsintervall sehr einseitig wäre. Im Bereich der Helligkeiten von $8^m.0$ bis $13^m.5$ weist die Polsequenz folgende Sternzahlen auf:

bis	A 5	3	($< 10^m.5$)
	A 6 — F 5	4	($< 11^m.0$)
	F 6 — G 8	22	
	K 0 — M	3	($< 10^m.1$)

Im Bereich von etwa $10^m.5$ bis $13^m.5$ kommen also nur späte F- und G-Sterne vor. Für unsere Bedürfnisse versagt also die Polsequenz so gut wie vollständig, denn die Durchmesser-Helligkeitsbeziehung für B-, A- und frühe F-Sterne, ebenso diejenige für K- und M-Sterne kann durch sie gar nicht direkt geeicht werden.

Nachdem weder direkt aus der Intensitätsverteilung, noch aus der Polsequenz eine Beziehung zwischen den Helligkeiten verschiedener Spektralklassen herauszubekommen ist, muss zu einer anderen Bestimmung gegriffen werden.

Gerade um im Problem der Definition von Helligkeiten in verschiedenen Spektralgebieten und für verschiedene Spektralklassen eine Handhabe zu schaffen, führte BRILL¹¹ den Begriff der «isophoten Wellenlänge» ein, die als Wellenlänge des Energie-

schwerpunktes der wirksamen Strahlung definiert werden kann. Die zur isophoten Wellenlänge gehörende Intensität I_i ergibt sich durch die Integration

$$I_i = \frac{\int I(\lambda) \cdot J_o(\lambda) d\lambda}{\int J_o(\lambda) d\lambda}, \quad (17)$$

wobei $I(\lambda)$ die spektrale Intensitätsverteilung des Sternes und $J_o(\lambda)$ wieder das Produkt aller die Aufnahme charakterisierenden Faktoren darstellt, wie es in Abschnitt 4 eingeführt wurde. Mit der Festsetzung, dass zwei Sterne verschiedener Spektralklasse 1 und 2 dann gleich hell sein sollen, wenn $I_{i1} = I_{i2}$ ist, sind unsere Durchmesser-Helligkeitsbeziehungen eindeutig aufeinander bezogen, und, indem wir die Helligkeiten der G-Sterne mit Hilfe der Polsequenz normieren, auch alle Spektralklassen an diese angeschlossen.

Für die stets benutzten Spektralklassen und Wellenlängenbereiche erhält man auf Grund der Intensitätsverteilung von Tab. 1 folgende Werte für $\log I_i$:

TABELLE 5

$\log I_i$ für verschiedene Spektralklassen

Sp.	phot. Bereich	RG I-Bereich	Korrekturen für	
			phot.	RG I
B 2	1.058	0.475	—0.047	0.611
A 0	1.015	0.553	—0.004	0.533
A 5	1.031	0.735	—0.020	0.351
F 5	1.031	0.865	—0.020	0.021
G 0	1.011	1.086	—	—
K 0	1.033	1.263	—0.022	—0.177
K 5	1.035	1.563	—0.024	—0.450
M a	1.050	1.626	—0.039	—0.540

Das Mittel der $\log I_i$ für den photographischen Bereich beträgt 1.033 ± 0.006 ; die individuellen Abweichungen bedeuten eine Differenz zwischen den Helligkeiten nach HERTZSPRUNG, die wir zur Berechnung der Intensitätsverteilung zunächst benützten, und den Helligkeiten nach gleicher isophoter Intensität gemäss unserer Definition. HERTZSPRUNG gibt für seine Helligkeiten einen

mittleren Fehler von $0^{\text{m}}05$. Da wir die Intensitätsverteilung jeweils aus 2 bis 5 Sternen mittelten, beträgt er für eine solche zwischen $0^{\text{m}}05$ und $0^{\text{m}}025$ bzw. in Einheiten von $\log I$: 0.020 bis 0.010. Die Abweichungen halten sich also im Rahmen dieser mittleren Fehler.

Bringen wir an den Intensitätsverteilungen $i(r)$ die in den letzten beiden Kolonnen aufgeführten, hinsichtlich der Wellenlänge konstanten Korrekturen an, so sind sie in ihrer relativen Lage zueinander für Sterne gleicher Helligkeit gemäss unserer Definition festgelegt. Wird eine dieser Intensitätsverteilungen, im vorliegenden Falle diejenige für G 0-Sterne, durch Vermessung der Polsequenz normiert, so ist die Beziehung zwischen Grössenklasse und Durchmesser auch für alle andern Spektralklassen eindeutig festgelegt.

9. Die Photometrierung von Sternen unter Berücksichtigung des Farbeffektes

Mit der endgültigen Normierung der Intensitätsverteilungen ist die Möglichkeit gegeben, in der Helligkeitsmessung den Farbeffekt zu berücksichtigen. Die Polsequenz, die auf die zu vermessenden Sternaufnahmen mit aufgenommen wird, gibt mit ihren bekannten Helligkeiten für G 0-Sterne die Radius-Helligkeitsbeziehung für diese Spektralklasse. Sterne anderer Klassen werden zunächst nach eben dieser Beziehung eingeschätzt. Ein A 0-Stern beispielsweise vom Radius r erhält also zunächst die Helligkeit m (s. Abb. 6). Tatsächlich besitzt er jedoch die Helligkeit m' . Die zunächst gemessene Helligkeit m muss korrigiert werden um

$$\Delta m = m' - m = -2,5 \Delta \log i. \quad (18)$$

Was zunächst als Nachteil erschien, dass nämlich die Polsequenz nur G-Sterne enthält, erweist sich nun als Vorteil, da durch diese die Radius-Helligkeitsbeziehung wenigstens für diese eine Spektralklasse mit möglichster Genauigkeit erhalten wird und für alle andern Klassen Korrekturen eingeführt werden können. Enthielte die Polsequenz alle möglichen Spektraltypen, so würden diese in einem Radius-Helligkeits-Diagramm über den ganzen von den verschiedenen Helligkeitsverteilungen eingeschlossenen

Bereich streuen, und da dieser Bereich teilweise ziemlich breit ist, liesse sich nur eine ungefähre mittlere Kurve für alle Spektralklassen durch diese Punkte legen. Um andererseits direkt für jede Spektralklasse die gesuchte Beziehung zu erhalten,

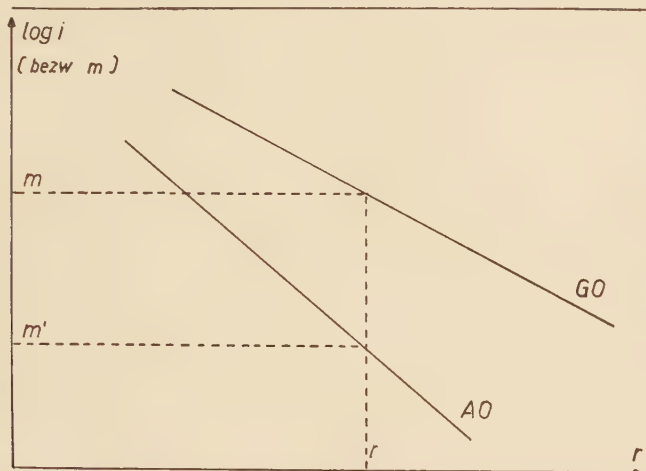


ABB. 6. Einfluss des Farbeffektes auf die Helligkeitsmessung (schematisch)

müsste die Zahl der Sterne der Polsequenz sehr viel höher sein, denn nur mit einer grösseren Anzahl Sterne für die jeweilige Spektralklasse liesse sich eine einigermaßen verbürgbare Kurve ziehen. Beim Vorhandensein von Sternen aller Spektralklassen in der Polsequenz wäre die Photometrierung dementsprechend ungenau und Korrekturen könnten höchstens für die extremsten Spektralklassen angenähert bestimmt werden. Besser werden die Verhältnisse dann wieder, wenn als Eichsequenz Sterne einer einzigen Spektralklasse ausgewählt werden, wie ja zu manchen Zwecken etwa Gruppen von A-Sternen verwendet werden. Die ganze Farbeffekt-Korrektur, die wir hier auf G0 beziehen, ist dann natürlich auf die betreffende Spektralklasse zu beziehen.

Die Tab. 6 gibt die zur Korrektur gemäss Gl. (18) nötigen $\Delta \log i$, die durch Ausgleichung der Treppenkurven, wie sie die $i(r)$ -Werte der Tab. 3 repräsentieren, und den Korrekturen von Tab. 5 gewonnen werden. Abb. 7 zeigt die $\Delta \log i$ bzw. die am rechten Rande angegebenen Δm für den photographischen Bereich.

TABELLE 6

 $\Delta \log i$ für den photographischen Spektralbereich gegenüber G0

(Einheit: 0.001)

r	B 2	A 0	A 5	F 5	K 0	K 5	Ma
0.010	— 8	40	42	22	0	—35	— 48
018	— 12	35	39	21	— 3	—35	— 46
023	— 9	37	40	23	— 5	—37	— 44
026	— 12	33	38	21	— 5	—36	— 42
030	— 9	36	39	24	— 6	—36	— 41
032	— 6	37	41	25	— 3	—29	— 32
034	— 10	35	39	20	— 5	—31	— 34
037	— 17	19	26	12	0	8	9
046	— 13	16	13	6	7	58	62
057	— 22	1	1	— 1	9	68	74
070	— 16	— 1	0	1	11	74	83
084	6	— 1	— 11	5	0	62	74
092	2	— 12	— 14	2	9	73	87
108	1	— 29	— 27	— 6	11	73	89
130	3	— 49	— 55	— 16	17	76	92
158	2	— 74	— 69	— 31	24	81	98
184	9	— 99	— 92	— 48	27	83	107
211	25	— 117	— 108	— 63	28	83	116
240	58	— 119	— 116	— 72	27	72	106
268	114	— 119	— 129	— 86	26	65	94
301	205	— 114	— 152	— 110	27	89	126

Ein paar Worte der Erklärung hierzu mögen nützlich sein. Im innersten Teil (für $r < 0.030$ mm) verlaufen die Kurven mehr oder weniger waagrecht — die Intensitätsverteilung im Sternbild ist für alle Spektralklassen ungefähr dieselbe und unterscheidet sich nur um Konstanten. Dies ist der schon früher erwähnte Kern des Bildes, in dem der Hauptteil der Strahlung zwischen $1/\lambda = 2.250$ und $1/\lambda = 2.500$ für alle Spektralklassen etwa in gleicher Weise wirksam ist. Dann folgt (in Abb. 2) der steile Abstieg, an dessen Ende die Kurven in verschiedener Steilheit ziemlich gleichmässig nach unten zu laufen beginnen. Bei steilerem Abfall, als die G0-Sterne ihn zeigen, werden die Δi negativ, bei flacherem positiv. Lassen wir zunächst B2 ausser Betracht, dann ordnen sich die Kurven in der Reihenfolge der Spektralklassen von A0 und A5 mit vergleichsweise steilem bis zu Ma mit viel flacherem Intensitätsabfall. Einzig die B2-Sterne fallen ganz

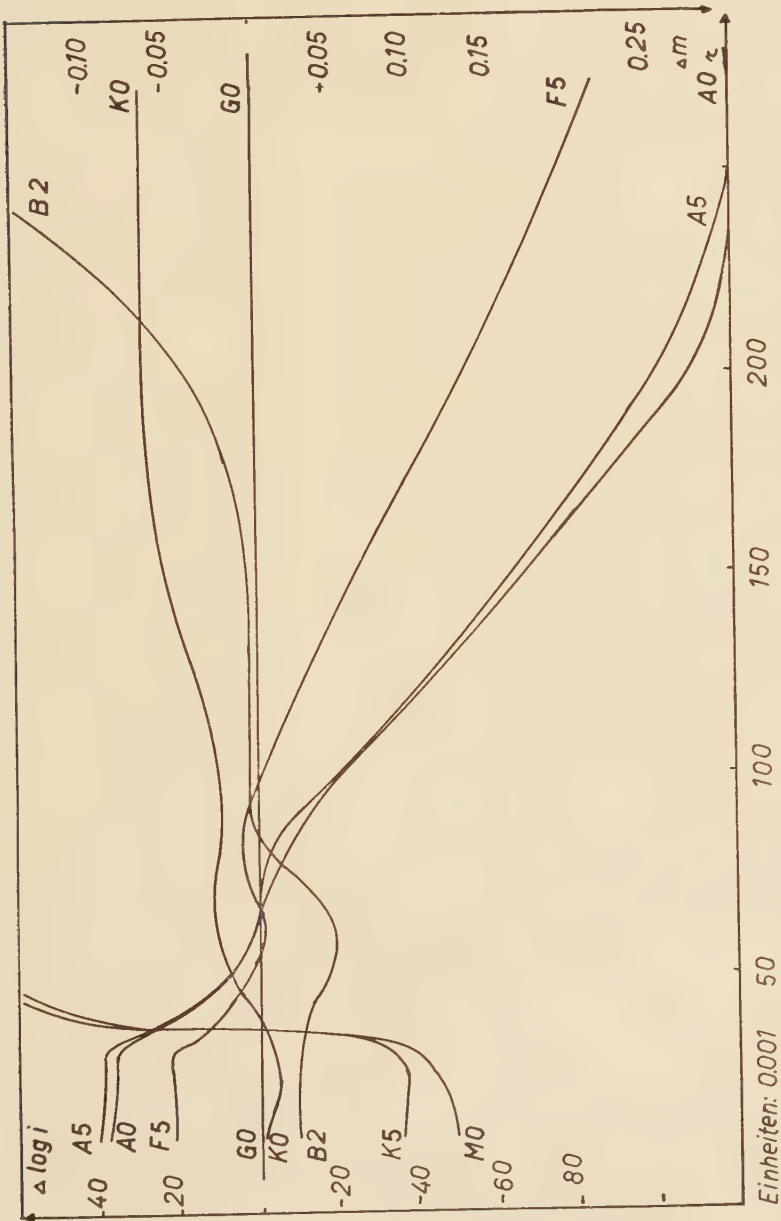


Abb. 7. Korrekturgrößen $\Delta \log i$ für verschiedene Spektralklassen in Abhängigkeit vom Bildurchmesser r bezogen auf G0

aus dieser Reihe: ihre starke Violettstrahlung lässt ihr Bild wieder viel mehr dem eines roten Sternes etwa der Klasse K 0 gleichen. Eine Berechnung für weitere Unterklassen zwischen B 0 und F 0 würde zeigen, dass ein Maximum der Steilheit etwa für A 2- bis A 3-Sterne erreicht wird, deren Strahlung die Platte am konzentriertesten trifft, während von ihnen aus nach beiden Seiten in der Reihenfolge der Spektralklassen zunehmend flachere Bilder entstehen. Die beiden fast gleich verlaufenden Kurven für A 0 und A 5 erreichen dieses Maximum nahezu. Die « Umkehrkurve » würde nur wenig über (für $r < 0.030$ mm), bzw. unter (für $r > 0.080$ mm) diesen Kurven verlaufen.

Beiläufig sei hier auch erwähnt, dass es diese Abbildung war, die uns zur Ausgleichung der Intensitätsverteilung des G 0-Sternes in Abb. 1 bewog. Ohne jene Glättung der Kurve zwischen $1/\lambda = 1.850$ und $1/\lambda = 2.300$ wäre die Intensitätsverteilung für G 0 für die Radien $r = 0.040$ bis 0.120 mm völlig aus der Reihe der übrigen herausgefallen, während sie sich so in vernünftiger Weise in die Reihe einordnet.

Bei Rotaufnahmen ist die Wirkung des Farbeffektes sehr viel unbedeutender. Durch den beinahe linearen Verlauf der Farbkurve in diesem Gebiet wird die Strahlung, die in einer bestimmten Entfernung vom Bildmittelpunkt die Schwärzung erzeugt, von zwei symmetrisch zur Wellenlänge $630\text{ m}\mu$ liegenden Spektralbereichen geliefert. Da auch die Intensitätsverteilungen im Spektrum in diesem Gebiet ziemlich regelmässig sind, wird die verhältnismässig stärkere Strahlung eines frühen Sternes auf der kurzwelligen Seite durch die stärkere Strahlung des späten Sternes auf der langwelligen Seite ungefähr kompensiert. Für den inneren Teil des Bildes (bis etwa $r = 0.150$ mm) sind die Helligkeitsdifferenzen darum kaum grösser als 0 ± 01 .

Die Genauigkeit dieser Differenzen hängt vor allem von der Genauigkeit der $I(\lambda)$ ab, während die Fehler der in j_λ zusammengefassten Funktionen in sie nur als Fehler zweiter Ordnung eingehen und vernachlässigt werden können. KIENLE⁷ gibt für die verwendete Bestimmung der Intensitätsverteilung relativ zu der der A 0-Sterne mittlere Fehler in $\log I$ von 0.006 bis 0.010 (je nach Spektralbereich) an. Damit ergeben sich für die Differenzen der Tab. 6 folgende mittlere Fehler:

r	mittl. Fehler der $\Delta \log i$ (Einheit : 0.001)
bis 0.050 mm	± 3
0.050 – 0.130 mm	± 4
0.130 – 0.220 mm	± 5
> 0.220 mm	± 6

Für den roten Spektralbereich, in dem die Intensitätsverteilung teils durch Extrapolation gewonnen wurde, dürften die Fehler um 50 bis 100 % grösser sein, sodass die Differenzen praktisch bedeutungslos sind.

Der Verfasser ist Herrn Pater Dr. J. JUNKES für seine bereitwillige und wertvolle Hilfe bei der Durchführung der Arbeit, für die Aufnahme aller dazu notwendigen Photographien und die Zur-Verfügung-Stellung von Beobachtungsmaterial der Vatikanischen Sternwarte zu grösstem Dank verpflichtet. Ebenso dankt er Herrn Prof. Dr. W. BECKER und Herrn Dr. J. O. FLECKENSTEIN für viele Anregungen und Ratschläge im Rahmen zahlreicher Gespräche über die Arbeit.

Literatur

- [1] H. FISCHER, AN **259**, 269 (1936).
- [2] J. STEIN und J. JUNKES, Ric. Astr. **1**, 322 ff. (1945).
- [3] W. BECKER, Veröff. der Univ.-Sternw. Göttingen, **80** (1946).
- [4] W. BECKER, Veröff. der Univ.-Sternw. Babelsberg, **X**, 3, (1933).
- [5] H. JENSEN, AN **248**, 240 (1933).
- [6] H. KIENLE, J. WEMPE und F. BEILEKE, Zeitschr. f. Astrophys. **20**, 91 (1940).
- [7] H. KIENLE, H. STRASSL und J. WEMPE, Zeitschr. f. Astrophys. **16**, 201 (1938).
- [8] E. HERTZSPRUNG, BAN **I**, 35, 210 (1923).
- [9] H. KIENLE, Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 26: Astrophysik, p. 649.
- [10] A. BRILL, Handbuch der Astrophysik **V**, 175 (1933).

Absorption und Sterndichte im Gebiet Cepheus-Lacerta

Von

Uli Steinlin

Astronomisch-Meteorologische Anstalt der Universität Basel
Binningen (Schweiz)

Zusammenfassung

Für ein Milchstrassenfeld in Cepheus-Lacerta wird Aufschluss über die Absorption des Lichtes durch interstellare Materie bis in grössere Entfernungen (etwa 4000 pc gegenüber bisherigen Untersuchungen bis zu Entfernungen von 1000 bis 1500 pc) auf Grund eines grösstenteils neu gewonnenen Materials gesucht. Die Photometrierung des Sternfeldes sollte zugleich die Möglichkeit bieten, den neu untersuchten Farbeffekt des vatikanischen Refraktors in einem konkreten Falle mitzuberoücksichtigen.

Es wurden absorbierende Wolken in etwa 200 und 500 pc Entfernung festgestellt, übereinstimmend mit früheren Untersuchungen in benachbarten Gebieten, und darüber hinaus eine bei 1000 pc einsetzende kontinuierliche Absorption. Unter Berücksichtigung dieser gefundenen Absorption wird ebenfalls für diesen Entfernungsbereich die Sternverteilung für verschiedene Spektralklassen ermittelt, die bisher nur unter Vernachlässigung der Absorption hergeleitet wurde, was erfahrungsgemäss zu nur sehr eingeschränkt verwendbaren Resultaten führt. Entgegen den früheren Ergebnissen, die stets einen ziemlich raschen Abfall der Sterndichte bei zunehmender Entfernung von der Sonne fanden, wurde eine ziemlich konstante Dichte bis in Entfernungen von etwa 1500 pc gefunden, die möglicherweise dem Querschnitt durch einen Spiralarm unseres Milchstrassensystems entspricht.

1. Die Photometrierung des Feldes

Zur Untersuchung der interstellaren Absorption sind vor allem B-Sterne, aber auch A- und frühe F-Sterne geeignet, da nur sie bei gegebener Grenzhelligkeit bis in grössere Entfernungen erfasst werden und auch nur bei ihnen die Streuung der Helligkeiten und Farbindizes klein genug bleibt, um sichere Entfernungen und Verfärbungen zu erhalten. Bei der Wahl eines Versuchsfeldes für die gestellte Aufgabe, die Sterndichte in der Milchstrasse bis in grössere Entfernungen unter Berücksichtigung der interstellaren Absorption zu bestimmen, war deshalb ein hoher Gehalt an Sternen früher Spektralklassen ausschlaggebend. Ein Feld im Ausmass von 2×2 Grad, das den Anforderungen in hohem Masse entsprach, war das schon früher¹ an der Vatikanischen Sternwarte im Hinblick auf die Sterndichte bearbeitete Feld in den Sternbildern Cepheus und Lacerta. Sein Mittelpunkt fällt mit dem Stern BD 52° 3167 : 22^h 14^m 16^s, + 53° 30' 21'' (1900) zusammen, seine galaktischen Koordinaten sind $\lambda = 69.3^\circ$, $\beta = -2.5^\circ$. Die seinerzeit von M. TIBOR durchgeführte Spektralklassifikation wurde von J. JUNKES beträchtlich erweitert. Von 3872 Sternen mit $m < 14.0$ konnten 3674 (95 %) klassifiziert werden. Eine Uebersicht über die Spektralklassen in Abhängigkeit von der scheinbaren Helligkeit gemäss einer vorläufigen Schätzung gibt Tab. 1. Das starke Ueberwiegen der A-Sterne hat schon M. TIBOR hervorgehoben und in seiner Arbeit die hier gefundene Spektralverteilung mit der in anderen Gebieten verglichen.

TABELLE 1

Zahl der Sterne im Cepheus-Lacerta-Feld

(in Klammern prozentualer Anteil)

Spektrum	Helligkeit				
	-10 ^m 0	10 ^m 1-11 ^m 0	11 ^m 1-12 ^m 0	12 ^m 1-13 ^m 0	13 ^m 1-14 ^m 1
B	17 (27)	19 (17)	36 (11)	57 (7)	29 (1)
A	32 (52)	61 (55)	169 (52)	405 (47)	885 (35)
F	4 (6)	10 (9)	40 (12)	113 (13)	483 (19)
G	1 (2)	5 (5)	32 (10)	120 (14)	487 (19)
K	8 (13)	8 (7)	34 (11)	118 (13)	321 (13)
M	—	8 (7)	12 (4)	40 (5)	120 (5)
total klassifiziert	62	111	323	853	2325
nicht klassifiziert	—	—	2	10 (1)	186 (8)
Zahl der Sterne	62	111	325	863	2511

Für die Arbeit lagen 5 Aufnahmen (2 im photographischen und 3 im roten Spektralbereich) vor, die das Feld und dazu die Polsequenz enthielten und deren Daten in Tab. 2 zusammengestellt sind. Die Vermessung der Platten wurde am Photometer

TABELLE 2
Aufnahmen des Feldes

Platte Nr.	1	2	3	4	5
Datum	26. 9.49	27. 9.49	22. 9.41	9. 9.50	24. 1.49
Platte	103a O	103a O	103a C	103a C	103a C
Filter	—	—	RG 1	RG 1	RG 1
Fokallage	2014.0	2014.0	*)	2024.3	2024.8
Temperatur	19.4° C	18° C	*)	21.4° C	5.5° C
Belichtungszeit	2 min	10 min	20 min	45 min	90 min

*) Angabe fehlend.

der Astronomischen Anstalt der Universität Basel durchgeführt, an dem die Sterne der Aufnahme in eine fünfzehnstufige Skala von Vergleichssterne, die etwa drei Grössenklassen umspannt, eingeschätzt wurden. Es wurden vermessen:

Platte 1 von	J. FLECKENSTEIN	und	A. BREFIN
» 2 »	A. BREFIN	und	J. GRÄNACHER
» 3 »	U. STEINLIN		
» 4 »	J. FLECKENSTEIN	und	G. ERNST
» 5 »	U. STEINLIN		

Das Feld wurde also in beiden Spektralbereichen je viermal durchphotometriert, wobei allerdings sehr helle und sehr schwache Sterne entsprechend den verschiedenen langen Belichtungszeiten nur auf zwei bis drei Platten vermessen wurden. Jeder einzelne Beobachter schätzte dabei jeden Stern zweimal ein, sodass ein einzelner Beobachtungswert ein Mittel aus zwei Ablesungen darstellt. Die Eichung der Aufnahmen mit Hilfe der Polsequenz bot keine prinzipiellen Schwierigkeiten. Die photographischen Helligkeiten der Polsequenz wurden dem *Handbuch der Astrophysik*² entnommen, die Rothelligkeiten einer Arbeit von NAS-SAU³.

An den erhaltenen scheinbaren Helligkeiten sind nunmehr die vom Verfasser⁴ berechneten Korrekturen für den Farbeffekt anzubringen. Eine Umrechnung der Fokallage der Platten 1 und 2 auf die dem Farbeffekt zugrundegelegte Temperatur ergibt ein $f = 2014.20$ mm gegenüber einer Fokaldistanz $f = 2014.35$ mm, wie sie in ⁴ gewählt wurde. Dadurch ergeben sich gegenüber Tab. 6 in der zitierten Arbeit ein wenig geänderte Korrekturen Δm .

2. Die Bestimmung der Absorption

Aus den für den Farbeffekt korrigierten photographischen und den Rothelligkeiten erhält man für jeden Stern einen individuellen Farbindex

$$FJ = m_{phot} - m_R$$

und seine Verfärbung

$$FE = FJ - \overline{FJ},$$

wobei $\overline{FJ}$ der mittlere Farbindex der betreffenden Spektralklasse für unverfärbte Sterne ist. Diese wurden für den verwendeten Spektralbereich hergeleitet aus den Farbindizes von JOHNSON und MORGAN⁶ für den Wellenlängenbereich $430 m\mu$ bis $543 m\mu$ und Indizes für $470 m\mu$ bis $630 m\mu$ von BECKER und STOCK⁵. Es ist unter der Annahme, dass

$$FJ = \text{const} \cdot \lambda^{1/\lambda}$$

(was für den Bereich 470 - $630 m\mu$ erfüllt ist) und damit

$$FJ^{543/630} = 0.46 FJ^{470/630}$$

ist, der benötigte Farbindex

$$FJ^{430/630} = FJ^{430/543} + 0.46 FJ^{470/630}$$

Die so erhaltenen Farbindizes sind in Tab. 3 aufgeführt.

Für 2683 nach Spektralklassen geordnete Sterne der Klassen B2 bis G0 wurden die aus photographischen Helligkeiten und Rothelligkeiten berechneten individuellen Farbindizes und die

daraus als Differenz gegenüber den mittleren Farbindexen der Tab. 3 zu erhaltenden Farbexzesse berechnet und nach wachsenden Entfernungsmoduln in Gruppen von 0^m5 zusammengefasst*. Für jede solche Gruppe wurde ein mittlerer Farbexzess

TABELLE 3
Farbindex FJ (⁴³⁰/₆₃₀)

Spektraltyp	FJ (⁴⁷⁰ / ₆₃₀)	FJ (⁴³⁰ / ₅₄₃)	FJ (⁴³⁰ / ₆₃₀)
B 2	—0.19	—0.24	—0.33
5	—0.13	—0.16	—0.22
8	—0.07	—0.09	—0.12
A 0	0	0	0
2	0.08	0.07	0.11
3	0.11	0.09	0.14
5	0.19	0.15	0.24
F 0	0.35	0.30	0.46
2	0.40	0.37	0.55
5	0.47	0.44	0.65
8	0.53	0.53	0.77
G 0	0.58	0.60	0.87

berechnet, die in Tab. 4 in Abhängigkeit von $m - M$ wiedergegeben sind. Dabei bedeutet n die Zahl der zu jedem einzelnen Wert von FE beitragenden Sterne. Die zur Bestimmung von $m - M$ benötigten mittleren absoluten Helligkeiten M der verschiedenen Spektralklassen sind nach HYNEK⁷ für den photographischen Bereich:

	^m		^m		^m
B 2	—2.8	A 2	1.2	F 2	3.6
B 5	—1.5	A 3	1.9	F 5	3.9
B 8	—0.6	A 5	2.4	F 8	4.6
A 0	0.3	F 0	3.3	G 0	5.0

Für die Absorptionsbestimmung wurde ein Teil des Feldes, das den Eindruck erweckt, etwas grössere Absorption aufzuweisen, getrennt behandelt. Abb. 1 zeigt das Feld von 2° × 2° und, von

*) Eine Publikation des Kataloges des ganzen vermessenen Feldes mit den Helligkeiten aller Sterne ist wegen des grossen Umfanges nicht möglich. Er steht aber Interessenten beim Verfasser gerne zur Verfügung.

rechts unten her sich gegen die Mitte erstreckend, ein etwas sternärmeres Gebiet. Seine Sterne sind in Tab. 4 in der Kolonne (Gebiet 2) für sich zusammengefasst, während das übrige Feld



ABB. 1. Das Cepheus-Lacerta-Feld mit den beiden Teilgebieten

unter (Gebiet 1) aufgeführt ist. Die beiden Teilgebiete werden im weiteren als «Gebiet 1» bzw. «Gebiet 2» bezeichnet.

Die Sterne der Klassen B2, B5 und B8 sind zu einer einzigen Gruppe B zusammengefasst, da die Zahl der Sterne, besonders der ersten beiden Klassen, zu klein ist, um für sich allein einen genügend sichern Verlauf des Farbexzesses zu bestimmen.

Die mittleren zufälligen Fehler der in Tab. 4 aufgeführten Farbexzesse variieren für die aus 10 bis über 100 Sternen erhaltenen Werte zwischen $\pm 0^m04$ bis $\pm 0^m01$, je nach der Anzahl n , während für die nur aus einzelnen Sternen erhaltenen Werte die mittleren Fehler bis zu 0^m15 ansteigen.

TABELLE 4

Farbexzesse in Abhängigkeit von der Entfernung für verschiedene Spektralklassen

Sp.	$m - M$	Gebiet 1		Gebiet 2	
		n	FE	n	FE
B	9.51–10.00	1	—0.02		
	10.01–10.50	2	02	1	0.21
	10.51–11.00	4	01	3	14
	11.01–11.50	6	01	5	08
	11.51–12.00	9	08		
	12.01–12.50	11	05	4	12
	12.51–13.00	23	08	1	30
	13.01–13.50	19	18	4	27
	13.51–14.00	18	24	3	46
	14.01–14.50	15	25	3	35
	14.51–15.00	1	36		
	15.01–15.50	4	38		
	15.51–16.00			1	52
A 0	9.01– 9.50	5	—0.15		
	9.51–10.00	12	— 14		
	10.01–10.50	19	— 14 ₅	1	0.32
	10.51–11.00	33	— 05 ₅	2	05
	11.01–11.50	36	— 03	3	10
	11.51–12.00	57	10	13	13
	12.01–12.50	96	11	14	19 ₅
	12.51–13.00	129	16 ₅	22	32
	13.01–13.50	119	28	32	33 ₅
	13.51–14.00	13	53 ₅	3	62
A 2	8.51– 9.00	4	—0.05		
	9.01– 9.50	5	— 01		
	9.51–10.00	10	— 05 ₅	1	—0.09
	10.01–10.50	10	— 06	3	02
	10.51–11.00	12	03	5	20
	11.01–11.50	27	12	9	29
	11.51–12.00	45	13	5	06
	12.01–12.50	47	19	10	26
	12.51–13.00	15	34	5	40
A 3	7.01– 7.50			1	0.22
	7.51– 8.00				
	8.01– 8.50				
	8.51– 9.00	6	0.10		
	9.01– 9.50	4	12		
	9.51–10.00	7	10	2	18
	10.01–10.50	12	08 ₅		
	10.51–11.00	16	22	1	22
	11.01–11.50	30	14	9	26
	11.51–12.00	35	28	6	26
	12.01–12.50	1	33		

Farbezesse in Abhängigkeit von der Entfernung für verschiedene Spektralklassen (Forts.)

Sp.	$m - M$	Gebiet 1		Gebiet 2	
		n	FE	n	FE
A 5	7.51– 8.00	1	—0.14		
	8.01– 8.50	1	— 12		
	8.51– 9.00	5	— 03		
	9.01– 9.50	9	10	3	0.15
	9.51–10.00	9	22	5	20
	10.01–10.50	21	14 ₅	5	31
	10.51–11.00	58	16	13	16
	11.01–11.50	134	21 ₅	28	24
F 0	6.01– 6.50	1	0.29		
	6.51– 7.00	1	— 05		
	7.01– 7.50	5	— 32	1	—0.07
	7.51– 8.00	4	— 08	2	— 07
	8.01– 8.50	9	— 08	1	32
	8.51– 9.00	13	03 ₅	1	35
	9.01– 9.50	31	01 ₅	8	09
	9.51–10.00	80	— 00 ₅	6	28
	10.01–10.50	22	09 ₅	5	20
F 2	6.51– 7.00			1	0.27
	7.01– 7.50				
	7.51– 8.00	1	—0.01	1	— 09
	8.01– 8.50	3	06		
	8.51– 9.00	10	— 01 ₅		
	9.01– 9.50	10	07		
	9.51–10.00	11	00 ₅	5	16
	10.01–10.50	10	— 03 ₅	5	06
F 5	5.51– 6.00	1	—0.20		
	6.01– 6.50	1	— 10		
	6.51– 7.00	1	— 25	2	—0.12
	7.01– 7.50	5	— 14		
	7.51– 8.00	3	— 08	1	11
	8.01– 8.50	6	— 16	1	— 11
	8.51– 9.00	16	01	4	— 05
	9.01– 9.50	37	— 10	5	02
	9.51–10.00	57	— 09	24	15 ₅
F 8	5.51– 6.00	1	—0.20		
	6.01– 6.50	1	— 56		
	6.51– 7.00	1	— 10	2	—0.20
	7.01– 7.50	3	— 24	2	— 11
	7.51– 8.00	7	— 22	1	18
	8.01– 8.50	18	— 10	1	10
	8.51– 9.00	36	— 21 ₅	5	— 29
	9.01– 9.50	29	— 16	7	— 15
G 0	5.01– 5.50			2	—0.20
	5.51– 6.00	1	—0.25	1	— 18
	6.01– 6.50	2	— 23	1	— 34
	6.51– 7.00	10	— 26	1	— 31
	7.01– 7.50	11	— 05 ₅	5	— 08
	7.51– 8.00	29	— 22 ₅	10	— 02
	8.01– 8.50	81	— 26 ₅	8	— 20
	8.51– 9.00	129	— 24 ₅	30	— 18

Für Gebiet 1 sind die Farbexzesse in Abb. 2 aufgetragen. Jede einzelne Spektralklasse für sich ergibt in ihrem Entfernungsbereich einen einleuchtenden Verlauf der Absorption, während zwischen den Ergebnissen der verschiedenen Spektralklassen Differenzen auftreten, die auf irgendwelche das Ergebnis verfälschende systematische Fehler hinweisen.

Zunächst ist zu sagen, dass die oben aufgeführten Werte für M bestenfalls auf $\pm 0^m2$ genau sind, die Kurven also innerhalb dieses Spielraumes in der Richtung der Abszissenachse verschoben werden können.

Zweitens sind die zur Eichung der Rothelligkeiten der Feldsterne verwendeten Rothelligkeiten der Polsequenz nicht mit höchster Genauigkeit bekannt. Die Wahl war offen zwischen den angewandten Werten von NASSAU³ und solchen von PAYNE-GAPOSCHKIN und GAPOSCHKIN⁸, die beträchtlich voneinander abweichen. Abb. 3 zeigt die Differenzen $m_{\text{NASSAU}} - m_{\text{GAPOSCHKIN}}$ in Abhängigkeit von m_N aufgetragen. Die Helligkeiten unterscheiden sich nicht nur um eine Konstante, sondern die Differenzen zeigen einen deutlichen Gang mit der scheinbaren Helligkeit. Die Verwendung der Helligkeiten von GAPOSCHKIN würde zwar dazu führen, dass für die hellen Sterne der späteren Spektralklassen ein mittlerer Farbexzess von etwa 0^m00 und nicht die an sich nicht zu erwartenden negativen Werte wie in Tab. 4 herauskommen. Aber die der Abb. 2 entsprechenden Kurven mit den für das GAPOSCHKINSche System reduzierten m_R würden mit zunehmender Entfernung nach unten, also zu negativen Werten gehen, und es ergäbe sich der Widerspruch, dass das Licht weiter entfernter Sterne weniger verfärbt wäre als das Licht näherer Sterne in derselben Richtung im Raume. Wie wir im folgenden sehen werden, lassen sich jedoch die Kurven der Abb. 2 ohne grosse Bedenken insgesamt um eine Konstante nach oben verschieben, sodass die negativen Werte der Tab. 4 verschwinden. Die Neigung der Kurven bleibt dabei erhalten, und gerade diese ist es, die uns die GAPOSCHKINSchen Werte der Rothelligkeiten unanwendbar erscheinen lässt.

Drittens sind auch die verwendeten FJ-Werte nicht völlig zuverlässig. BECKER⁶ zeigt (Abb. 1a.) die ziemlich starke Streuung der Einzelwerte, aus denen die Beziehung zwischen Farbindex und Spektraltyp gewonnen wurde (mittlerer Fehler schätzungsweise $\pm 0^m03$). Die Werte von MORGAN, die zusammen mit den BECKERSchen zu den hier verwendeten FJ beitragen, sind

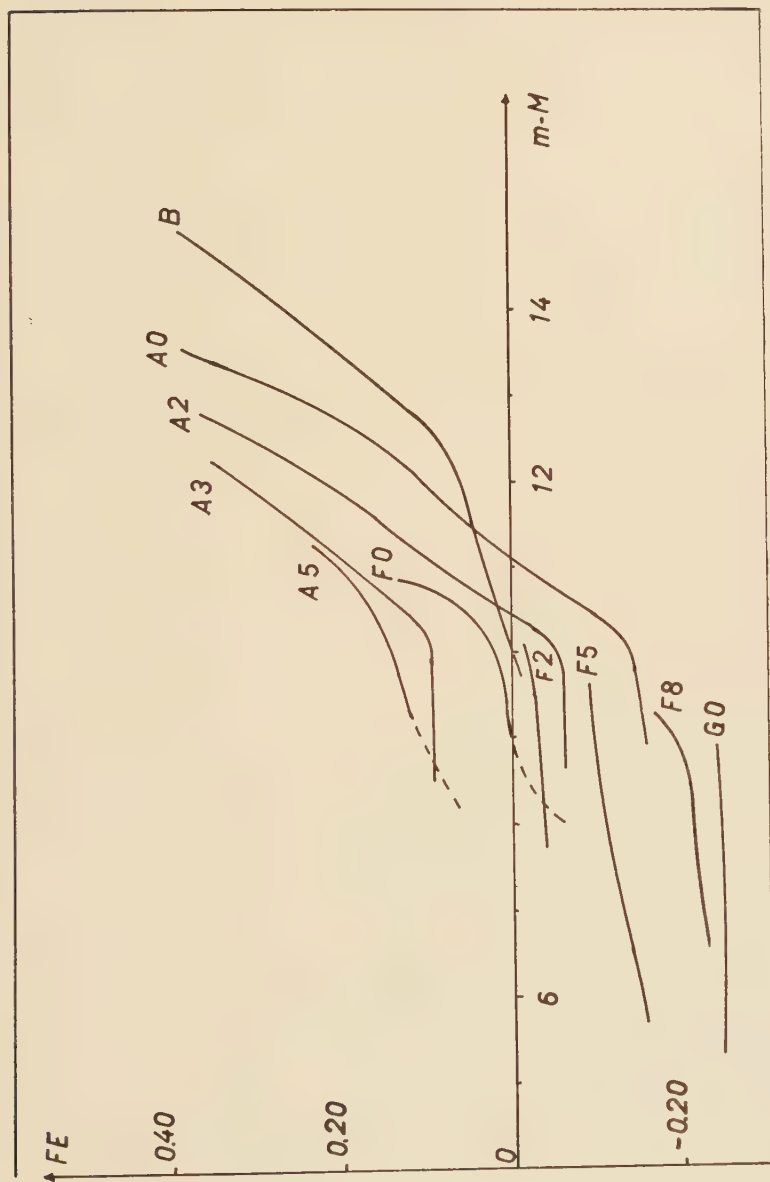


ABB. 2. Verlauf der Farbexzesse verschiedener Spektralklassen in Abhängigkeit von $m-M$

nach seiner Angabe zwar auf 0^m01 genau. Aber bei Uebertragung auf andere Spektralklassifikationen treten stets systematische Differenzen auf. Die Werte der FJ für einzelne Spektral-

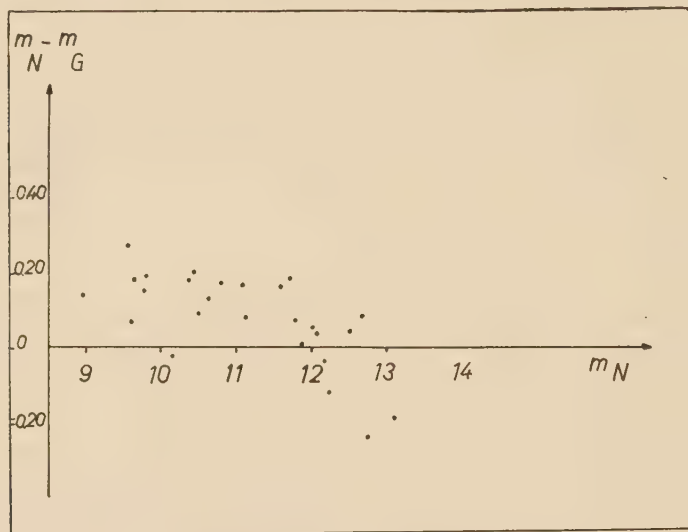


ABB. 3. Helligkeitsdifferenzen der Rothelligkeiten der Polsequenz nach Nassau und Gaposchkin

klassen, die an verschiedenen Sternwarten auf verschiedenen Wegen gewonnen wurden, zeigen untereinander oft recht beträchtliche Unterschiede, die weit grösser sind als es die innere Genauigkeit eines solchen Farbsystems bewirken kann. Wir müssen also bei der Einführung der aus zwei verschiedenen Quellen kombinierten Farbindizes in unsere Messungen mit solchen Differenzen rechnen.

Es lässt sich übrigens aus Ueberlegungen zur Helligkeit der Sterne verschiedener Spektraltypen ([4], S. 221) ein rechnerischer Farbindex gewinnen. In der dortigen Tab. 5 berechneten wir in der letzten Kolonne Korrekturen $\Delta \log i$, um welche die Intensitätsverteilung der der Rechnungen zugrunde gelegten Sterne verschiedener Spektralklasse, aber gleicher photographischer Helligkeit, geändert werden müssen, um Sternen gleicher Helligkeit im roten Spektralgebiet gemäss unserer Definition zu entsprechen. Diese Korrekturen sind aber nichts anderes als der Farbindex, die Intensitätsdifferenz eines und desselben Sternes zwischen den beiden Spektralbereichen. Diese rechnerischen Farbindizes betragen, wenn wir die in der gleichen Tabelle stehenden Kor-

rekturen für die photographischen Helligkeiten berücksichtigen, in Grössenklassen und auf A 0 bezogen:

	^m		^m
B 2	—0.30	F 5	0.74
A 0	—0.00	G 0	1.34
A 5	0.41		

Sie zeigen also teilweise beträchtliche Abweichungen von den Werten der Tab. 3. (Die G 0-Sterne des *Göttinger Programms*, das den Intensitätsverteilungen zugrunde liegt, sind mit einer Ausnahme alle Riesen, sodass dieser rechnerische Farbindex für solche gilt. Der Farbindex für Zwerge ist bekanntlich beträchtlich kleiner.)

Wir gelangen für unser Untersuchungsfeld zu einem plausibeln Verlauf der Absorption unter den zwei folgenden Bedingungen:

1. Für ein und dieselbe Entfernung kann die Absorption nur einen einzigen Wert annehmen. Die mittleren Farbexzesse müssen für alle Spektralklassen für dasselbe Intervall des Entfernungsmoduls denselben Betrag annehmen. Die innere Genauigkeit der Farbexzessbestimmung für eine einzelne Spektralklasse ist, wie die weiter oben angegebenen Fehler zeigen, recht gross, wenigstens für diejenigen Klassen, in denen die Zahl der vorhandenen Sterne nicht sehr klein ist. Andererseits verschiebt eine allfällige Variation des mittleren Farbindex, wie sie durch die obige Darstellung als sehr wohl möglich gezeigt wurde, die Kurve der betreffenden Spektralklasse als Ganzes nach oben bzw. unten. Wir müssen also die Kurven aller Spektralklassen durch Verschiebung in senkrechter Richtung zur bestmöglichen Deckung bringen.

2. Der durch die Absorption hervorgerufene Farbexzess muss immer positiv sein. Die durch Zusammenzug aller Kurven erhaltene mittlere Absorptionskurve muss also in ihren ganzen Verlauf Werte $FE > 0$ aufweisen. Da für $m - M < 10$ die einzelnen Kurven mehr oder weniger waagrecht verlaufen, also mit ziemlicher Sicherheit im Bereich zwischen $m - M = 5$ (der kleinsten Entfernung vermessener Sterne) und $m - M = 10$ keine Absorption vorliegt, dürfen wir diesen Teil der Kurve wohl mit der Abszissenachse zusammenfallen lassen.

Zunächst spricht schon allein der Anblick des Gebietes gegen eine merkliche Absorption bis zu grösseren Entfernungen. Dieser

Eindruck kann zwar, wie wir noch sehen werden, täuschen; jedoch auch eine Untersuchung von B. STICKER⁹ über die Absorption im Cepheus-Nebel, die auch die sonnennahen Gebiete unseres Feldes mit umfasst, ergibt in diesem keine Absorption.

Um den beiden Bedingungen zu genügen, müssen die mittleren FE-Werte der Tab. 4 um die Beträge der Tab. 5 verbessert werden.

TABELLE 5

Empirische Korrekturen der FE-Werte

	^m		^m
B	0.22	F 0	0.04
A 0	0.15	F 2	0.06
A 2	0.07	F 5	0.12
A 3	—0.04	F 8	0.22
A 5	—0.07	G 0	0.25

Diese Beträge mögen zunächst etwas gross erscheinen. Aber wenn wir bedenken, dass allein zwischen den beiden erwähnten Systemen von Rothelligkeiten Differenzen von bis zu 0^m20 bestehen und die Divergenz zwischen den verschiedenen FJ-Skalen oft noch grössere Beträge erreicht, sind sie gewiss zu verantworten.

Die oben erwähnte Arbeit von STICKER⁹ lässt sich zu einigen nützlichen Vergleichen heranziehen. STICKER hat in einem grösseren Gebiet im Cepheus für Sterne der Grössenklassen 8^m0 bis 11^m0 Blau- und Rothelligkeiten sowie Farbindices bestimmt. Eine Reihe von Sternen sind dabei sowohl in seiner wie in dieser Arbeit enthalten, und ihre jeweiligen Helligkeiten können in Beziehung zueinander gesetzt werden.

TABELLE 6

Helligkeitsdifferenzen Steinlin-Sticker

(in Klammer Zahl der verwendeten Sterne)

<i>m</i>	Δm_{phot}	Δm_R	ΔFI
8.0– 9.0	0.24 (10)	0.34 (7)	—0.06 (5)
9.0– 9.5	0.21 (9)	0.20 (5)	—0.14 (6)
9.5–10.0	0.14 (4)	0.34 (6)	—0.19 (4)
10.0–10.5	0.29 (7)	0.37 (10)	—0.11 (15)
10.5–11.0	0.28 (2)	0.53 (4)	—0.01 (2)

Die mittleren Differenzen STEINLIN-STICKER zwischen den beiden Helligkeitssystemen betragen

$$\begin{aligned}\overline{\Delta m_{phot}} &= 0^m24 \pm 0^m02 \\ \overline{\Delta m_R} &= 0^m36 \pm 0^m025 \\ \overline{\Delta FJ} &= 0^m11 \pm 0^m04\end{aligned}$$

Ein Gang mit abnehmender Helligkeit ist bei dem beschränkten Material kaum herauschälbar. Tab. 6 macht den Versuch dazu. Da aber die mittleren Fehler der in ihr angegebenen Differenzen im allgemein etwa $\pm 0^m07$, für die letzte Gruppe ($m = 10.5-11.0$) noch mehr betragen, lässt sich hierüber kaum mehr aussagen, als dass nur eine kleine Helligkeitsgleichung vorliegen kann.

Auch ein Gang der Differenzen der Farbindizes mit der Spektralklasse ist kaum feststellbar. Die Werte sind (in Klammern die Zahl der beitragenden Sterne) in Einheiten von 0^m01 :

Spektrum:	B	A 0	A 2 - A 5	F	G 0
FJ:	— 17 (7)	— 11 (7)	— 6 (4)	— 6 (4)	— 8 (2)

Immerhin lässt sich sagen, dass eine Korrektur der in dieser Arbeit enthaltenen Farbindizes (bezw. Farbexzesse) im Sinne einer Anpassung an das STICKERSche Helligkeitssystem in der gleichen Richtung wirken würde, wie die uns auf Grund der beiden oben formulierten Bedingungen ermittelten Korrekturen zur Gewinnung eines plausiblen Absorptionsverlaufes, indem ein grosser Teil der negativen Farbexzess-Werte in positive übergeführt würde. Unser Vorgehen erhält so eine zusätzliche Stütze.

Bringen wir die Korrekturen der Tab. 5 an den Farbexzesswerten der Tab. 4 an, so ergeben sich — nunmehr für alle Spektralklassen zusammengefasst — die mittleren Farbexzesswerte der Tab. 7, die für die beiden Gebiete 1 und 2 zu dem Absorptionsverlauf der Abb. 4 führen. Man sieht deutlich, wie die etwas stärkere Absorption des Gebietes 2 durch eine nicht sehr stark absorbierende Wolke ($FE \sim 0^m08$) in der dem Entfernungsmodul 7 entsprechenden Entfernung von etwa 250 pc verursacht wird.

Im ganzen Gebiet zeigt sich dann eine zunächst mässige Absorption bei etwa $m - M = 8^m4 - 9^m5$ (entsprechend 480–

800 pc) und dann eine gleichmässige starke ab $m - M = 10^m$, also von einer Entfernung von ca. 1000 pc an.

TABELLE 7

Farbexzesse für verschiedene Entfernungen
(Zusammenfassung aller Spektralklassen)

$m - M$	Gebiet 1		Gebiet 2	
	n	FE	n	FE
5.01– 5.50			2	0.05 ₅
5.51– 6.00	3	—0.01	1	08
6.01– 6.50	5	— 02 ₅	1	08 ₅
6.51– 7.00	12	01	6	01
7.01– 7.50	20	— 04 ₅	8	14
7.51– 8.00	46	— 00 ₅	14	22
8.01– 8.50	123	— 00 ₅	12	06
8.51– 9.00	215	02	40	07
9.01– 9.50	112	03 ₅	16	12
9.51–10.00	138	— 05	45	18
10.01–10.50	154	04	20	12
10.51–11.00	145	11	27	16
11.01–11.50	233	14 ₅	51	26
11.51–12.00	146	24	11	16
12.01–12.50	155	27	14	33 ₅
12.51–13.00	167	31 ₅	6	49
13.01–13.50	138	42	4	49
13.51–14.00	31	50	3	67 ₅
14.01–14.50	15	47	3	56
14.51–15.00	1	57		
15.01–15.50	4	60		
15.51–16.00			1	73 ₅

Man mag sich angesichts der angebrachten Korrekturen fragen, ob die Einführung der Farbeffekt-Korrekturen (die ja alle kleiner als 0^m10 sind) in die Helligkeitsbestimmung sinnvoll war oder ob nicht ihre ganze verbessernde Wirkung in dieser Ausgleichung der Farbexzesskurven untergeht. Es ist jedoch demgegenüber zu sagen, dass in allen hier vorkommenen Ueberlegungen und Verbesserungen der Absorptionsverlauf innerhalb einer Spektralklasse als Ganzes genommen und nur jeweils um eine Konstante verschoben wurde.

Der Farbeffekt verändert jedoch die einzelnen Farbexzesswerte innerhalb der gleichen Spektralklasse, d. h. er verändert die Neigung der Kurven. Bei den von ihm am meisten beein-

flussten Spektralklassen (A 0 bis A 5) ergeben sich zwischen den hellsten und schwächsten Sternen Differenzen von 0^m10 bis 0^m12 , um die der Verlauf des Farbexzesses in Abhängigkeit von $m - M$

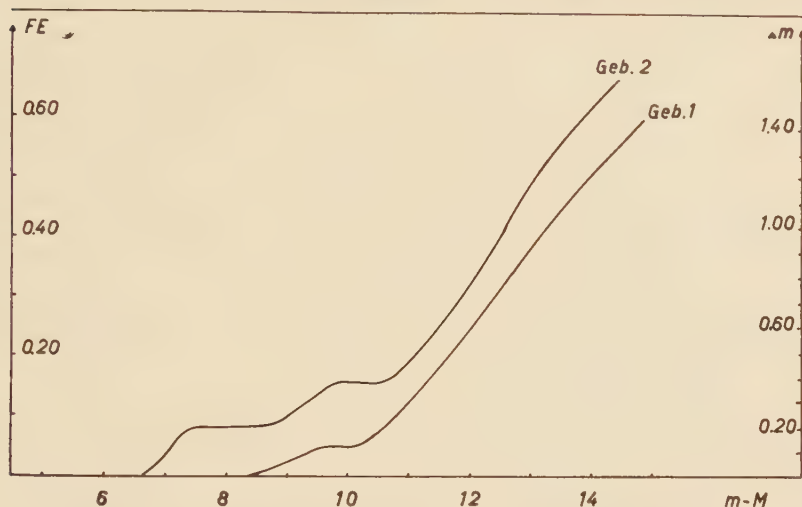


ABB. 4. Verlauf der Absorption im Cepheus-Lacerta-Feld

nach der Korrektur für den Farbeffekt steiler geworden ist. Und diese Steigung bleibt bei allen eben vorgenommenen Ausgleichungen unverändert.

Die Gesamtabsorption lässt sich aus der erhaltenen Verfärbung berechnen, wobei allerdings eine neutrale Absorption unberücksichtigt bleibt. Aus dem von WHITFORD¹¹ gefundenen Verlauf der Verfärbung in Abhängigkeit von λ lässt sich für die hier verwendeten Wellenlängen für das Verhältnis

$$\frac{A(\lambda_{phot})}{E(\lambda_{phot}, \lambda_R)}$$

(A = Gesamt-Absorption in der betr. Wellenlänge, E = Verfärbung) ein Faktor 2.4 ablesen. Am rechten Rande der Abb. 4 ist die entsprechende Skala für die $\Delta m(m - M)$ eingetragen, um welche die photographischen Helligkeiten zur Befreiung von der Absorption zu vergrößern sind. Für die folgende Bestimmung der Sterndichte werden nur noch die Helligkeiten $m_o = m_{phot} - \Delta m$ verwendet.

3. Die Dunkelwolken im Cepheus

Es liegt nahe, das Ergebnis über die Absorption mit anderen Arbeiten, die sich mit der Absorption in benachbarten Gebieten beschäftigen, zu vergleichen, vor allem mit der erwähnten Arbeit von B. STICKER⁹, der seinerseits schon entsprechende ältere Arbeiten von C. SCHALÉN bezieht^{11,12,13}, ferner mit Untersuchungen von G. WERNBERG¹⁴ und K. G. MALMQUIST¹⁵.

STICKER untersucht zwei Gebiete des Cepheusnebels (Nb und Nd in seiner Bezeichnung, s. Abb. 5) nördlich des hier untersuchten Feldes. Seine Ergebnisse, die sich auf Entfernungen bis etwa 1500 pc erstrecken, versucht er nach drei verschiedenen Hypothesen darzustellen, wovon wir vor allem die erste (Erklärung der Absorption durch drei hintereinanderliegende Wolken) und die dritte (Absorption durch ein allgemeines, den ganzen Milchstrassenraum erfüllendes Stratum mit einer nur kleinen Unregelmässigkeit in der nächsten Nähe der Sonne) zum Vergleich heranziehen wollen. Abb. 6 setzt unsere Ergebnisse mit seinen in Beziehung.

STICKER selbst möchte seiner dritten Hypothese des allgemeinen Stratums angesichts der zugrundeliegenden einfacheren Voraussetzungen den Vorzug geben. Die Untersuchungen von WERNBERG und MALMQUIST, die vor allem mit Sternabzählungen und der Bestimmung von Dunkelwolken mittels der WOLFSchen Methode arbeiten, führen jedoch wieder deutlich auf zwei getrennte Wolken mit geringem Abstand voneinander. WERNBERG¹⁴ fasst seine Ergebnisse folgendermassen zusammen (p. 81 seiner Arbeit):

« Die absorbierende Materie ist in den 3 Dunkelgebieten M1, M2 und M3 (s. Abb. 5) unregelmässig verteilt. Die Absorption im näheren Gebiet variiert zwischen 0^m8 und 1^m3 . Sie ist durch eine Dunkelwolke verursacht, die in etwa 200 pc Entfernung einsetzt und Absorptionswirkungen bis 600 pc zeigt. Die Sternzahlen in M2 und M3 zeigen die Existenz von Dunkelwolken auch in grösserer Entfernung an ... Die Untersuchung der Region M4 führt zum Schluss, dass dort keine Absorption in kleinerer Entfernung vorhanden ist, aber möglicherweise eine verdunkelnde Wolke in ziemlich grosser Entfernung von der Sonne ».

Ob die Absorption durch zwei getrennte Wolken bei etwa 200 pc und 450 pc beginnend oder durch eine gleichmässige absorbierende Schicht, die sich von etwa 200 pc bis etwa 600 pc Entfernung von der Sonne erstreckt, verursacht wird, ist für ihn

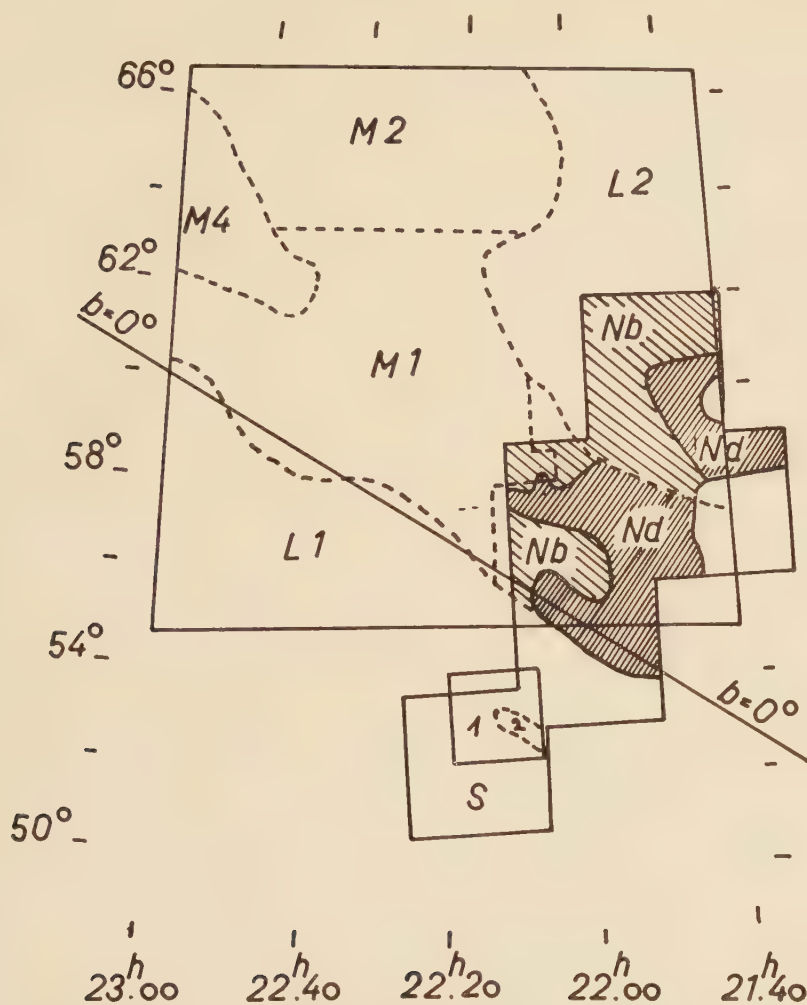


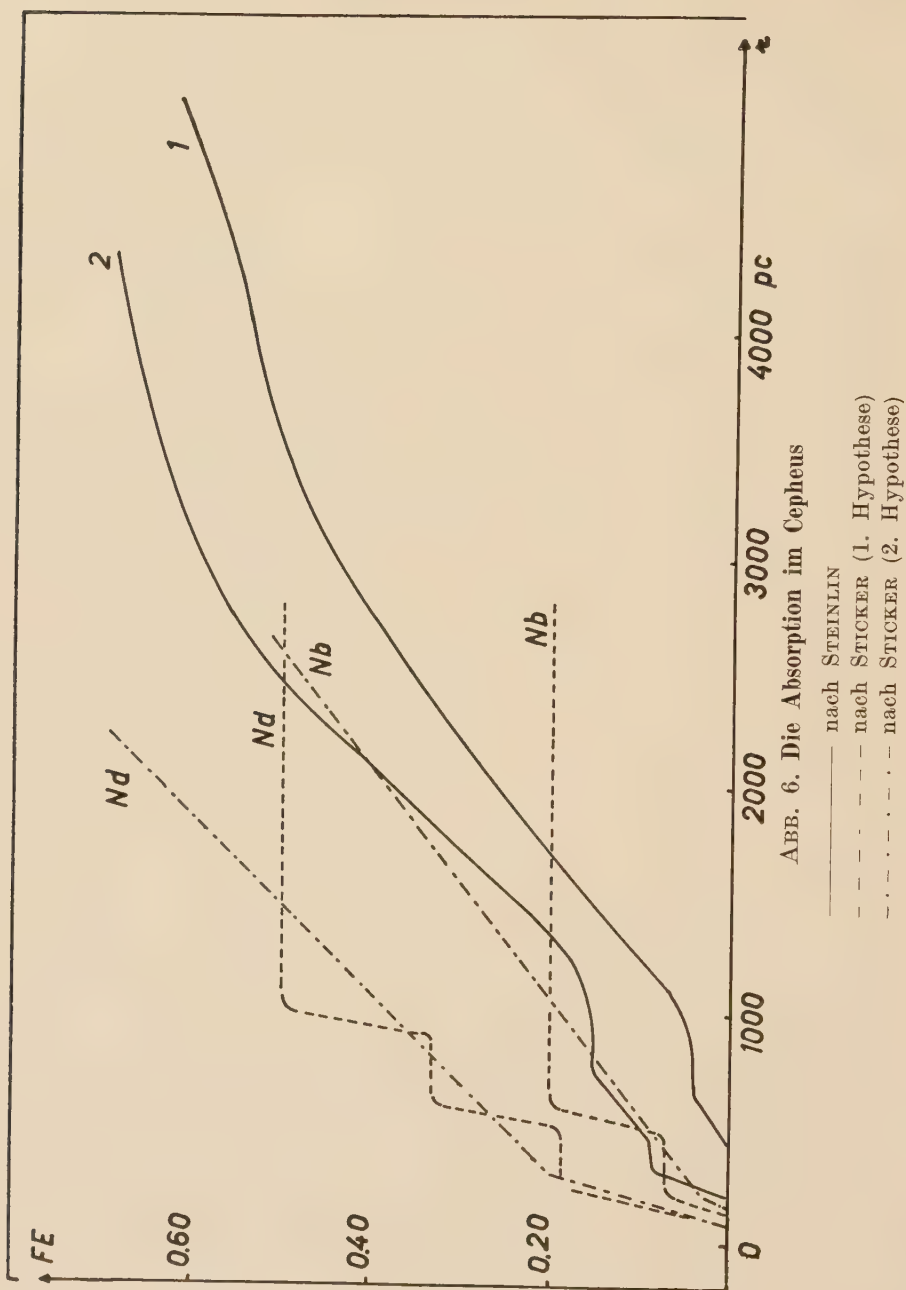
ABB. 5. Die Untersuchungsgebiete im Cepheus

WERNBERG und MALMQUIST: M 1–M 4, L 1, L 2

(M 3 liegt in der rechten untern Ecke des WERNBERGSchen Gebietes und umfasst den Mittelteil des STICKERSchen Gebietes mit dem grösseren Teil von Nd und einem kleineren von Nb)

STICKER: Nb, Nd, S

STEINLIN: 1, 2



auf Grund seiner WOLFschen Diagramme der Sternzahlen ohne Berücksichtigung von Farbindizes schwer zu entscheiden. MALMQUIST¹⁵ beschäftigt sich weiter mit dieser Frage und kommt zum Ergebnis, dass es sich mit ziemlicher Sicherheit um zwei Wolken in etwa 240 pc und 500 pc Entfernung mit je 0^m6 Absorption handelt.

Die Ergebnisse bestätigen und ergänzen sich also weitgehend.

Zusammenfassend lässt sich etwa sagen: Die Absorption im Gebiet des Cepheusnebels gliedert sich in zwei absorbierende Wolken in etwa 200 und 500–600 pc Entfernung und eine bei etwa 1000 pc einsetzende allgemeine Absorption.

Die erste Wolke in etwa 200 pc Entfernung ist sehr mächtig im Gebiet Nd (relative Absorption etwa 0^m18) und schwächer im Gebiet Nb (etwa 0^m07) und scheint einen Ausläufer in unser Gebiet 2 (etwa 0^m08) zu senden. Die zweite Wolke bedeckt die Gebiete Nb und Nd in gleichmässiger Dichte (0^m12 bis 0^m15) und mit einem schwächer absorbierenden Teil (wohl einem Randgebiet) das ganze Feld der vorliegenden Untersuchung.

Bei WERNBERG ist der südliche Teil von Nb und Nd zu einem Gebiet M3 zusammengefasst, in dem die beiden Wolken ebenfalls in der skizzierten Form auftreten. Eine Entscheidung, ob die erste Wolke in ihrem Hauptteil nur auf Nd beschränkt ist, ist dadurch natürlich nicht möglich. Der grössere nördliche Teil des Gebietes Nb fällt bei WERNBERG in ein Gebiet L2, das er als frei von Absorption annimmt. Es wäre nun zu untersuchen, ob entweder tatsächlich dieses Gebiet absorptionsfrei ist — womit die schwächere Absorption in Nb gegenüber Nd durch die Mittelbildung der beiden Teilgebiete vorgetäuscht wird und der südliche Teil von Nb allein möglicherweise die gleiche Absorption wie Nd zeigt — oder aber in diesem Teil von L2 in WERNBERGS Untersuchung tatsächlich eine Absorption vorliegt, was die zahlenmässige Grundlage seiner WOLFschen Diagramme, die dieses Gebiet als « Normalgebiet » verwenden, verfälschen würde und zu einer Revision seiner Absorptionsbestimmung Anlass gäbe.

Die Gebiete L1 (WERNBERG), S (STICKER) und das der vorliegenden Untersuchung bilden Ausschnitte einer einzigen grossen Sternwolke. Da diese Arbeit in dem sich durch nichts vor seiner Umgebung auszeichnenden Feld eine Absorption nachgewiesen hat, ist die Wahrscheinlichkeit gross, dass auch das Gebiet L1 eine leichte Absorption zeigt. Es gilt von ihm also in Bezug auf die WOLFschen Diagramme dasselbe wie von L2, dass es

nämlich nur unter Vorbehalt als absorptionsfreies Vergleichsgebiet benutzt werden darf.

Die verschiedenen Untersuchungen lassen immerhin die Existenz der beiden nahen Wolken als gesichert erscheinen. Zweifel müssen wir aber dem Versuch STICKERS gegenüber anbringen, die in grösserer Entfernung erneut einsetzende Absorption als durch eine dritte Dunkelwolke in einer Entfernung von etwa 1000 pc verursacht zu erklären. Die zwei bis drei Punkte, die ihm für jedes der beiden Gebiete in Entfernungen über 1000 pc zur Verfügung stehen (vgl. Fig. 8, p. 35 seiner Arbeit⁹), scheinen

TABELLE 8

Verlauf der Verfärbung mit der Entfernung (nach B. STICKER)
(B2 – A3-Sterne)

Nb			Nd		
Mittlere Entfernung pc	<i>n</i>	$\overline{E}$	Mittlere Entfernung pc	<i>n</i>	$\overline{E}$
107	10	0.12	214	11	0.16
304	10	0.04	288	11	0.19
435	10	0.06			
		0.07			0.18
579	10	0.13	503	8	0.29
714	10	0.20	610	8	0.36
867	10	0.16	714	8	0.33
		0.17	911	8	0.35
					0.34
1084	10	0.26	1112	8	0.43
1323	10	0.26	1279	8	0.45
1834	9	0.43	1850	8	0.69

eine solche Deutung nur sehr schwer zu erlauben. Das in Abb. 4 und 6 wiedergegebene Resultat unserer Untersuchungen legt für das Gebiet von 1000 pc bis wohl mindestens 4000 pc eine kontinuierliche Absorption nahe. Angeregt durch dieses Ergebnis könnte STICKER sicherlich einer vierten Hypothese zur Deutung seiner Resultate zustimmen, die lautet: Absorption durch zwei Wolken bei 200 und 500 pc und stetige Absorption von etwa 800 bis 1000 pc an bis zu grössten Entfernungen. Seine « Uebersicht 20 » und « Figur 8 » (p. 34f.) lassen sich gemäss Tab. 8 und Abb. 7 ergänzen. Der so gewonnene Absorptionsverlauf schmiegt sich den Zahlenwerten mindestens ebensogut an wie die drei bereits von STICKER dargestellten Hypothesen.

Es besteht natürlich immer noch die Möglichkeit, dass auch diese scheinbar kontinuierliche Absorption durch mehrere voneinander getrennte Wolken verursacht wird. Um aber ihre Existenz und Verteilung zu erkennen, müssten wohl neue Methoden

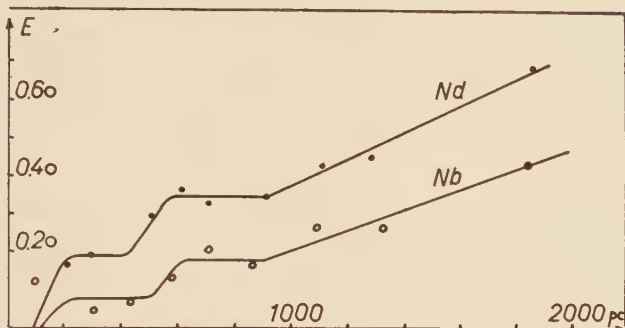


ABB. 7. Die Absorption im Cepheus
Modifikation der Hypothesen von STICKER

ihrer Bestimmung gefunden werden. Angesichts der grossen Streuung der Leuchtkräfte und der Farbindizes wird der Verlauf des Farbezesses mit dem Modul $m - M$ nie mit der nötigen Genauigkeit zu erhalten sein, da die Zahl der geeigneten Sterne auf einem Areal etwa gleichstarker Absorption im allgemeinen zu klein ist, um einen guten Mittelwert zu ergeben. Auf zu grossen Arealen mit wechselnder Absorption aber wird die Verteilung der verfärbenden Materie durch die notwendige Mittelbildung sehr stark verwischt. Auch eine Vermehrung des Materials durch lichtschwächere Sterne dürfte keine Eindeutigkeit herbeiführen, da solche Sterne bei den zur Diskussion stehenden Moduln $m - M$ vor allem den Spektralklassen G und K angehören würden, die bekanntlich für Absorptionsuntersuchungen wenig geeignet sind.

4. Die Dichteverteilung der Sterne

Tab. 9 enthält die nach Spektralklassen geordneten Sternzahlen $N(m)$ in Gruppen des Entfernungsmoduls von 0^m5. Die Grenzhelligkeit der Photometrierung und Spektralklassifikation war $m_{phot} = 13.9$. Da dieser Helligkeit in jeder Spektralklasse eine andere Entfernung entspricht, fallen die Grenzhelligkeiten meistens nicht mit einer der Intervallgrenzen zusammen, sodass in den jeweils untersten Wert der $N(m)$ nur die helleren Sterne des betreffenden m -Intervalles eingehen. Wo solche Sternzahlen

TABELLE 9

Sternzahlen im Cepheus-Lacerta-Feld

() unvollständige Gruppen;
 (): nur kleiner Rest in unvollständiger Gruppe

$m_0 - M$	B 2	B 5	B 8	A 0	A 2	A 3	A 5	F 0	F 2	F 5	F 8	G 0
5.01-5.50						1				1	1	2
5.51-6.00								1		1	2	2
6.01-6.50					1	3				1	2	3
6.51-7.00					1	2		2	1	4	6	13
7.01-7.50										6	4	19
7.51-8.00						1		6	2	5	8	37
8.01-8.50				9	2	6	1	5	3	8	23	107
8.51-9.00			2	6	5	6	7	14	13	23	59	(165)
9.01-9.50			1	20	9	6	18	25	14	69	(38);	
9.51-10.00		1	4		12	11	15	53	27	(77)		
10.01-10.50				36	19	17	60	(134)	(1);			
10.51-11.00			4	51	45	47	229					
11.01-11.50	1	3	11	105	67	(73)	(48);					
11.51-12.00	1	3	13	223	(97)							
12.01-12.50	2	8	24	272								
		10	30									
12.51-13.00	1	10	11									
13.01-13.50	1	2	(10);									
13.51-14.00	3	(4)										
14.01-14.50	0											
Schätzung der letzten Gruppe		5			121	84		170		102		320

für den grösseren Teil dieses Intervalles gelten (in Tab. 9 in Klammern), wurde versucht, die Zahl $N(m)$ für das volle Intervall abzuschätzen (unterste Zeile der Tabelle); wo nur noch ein kleiner Rest in das letzte Intervall fiel (mit (..): bezeichnet), wurde er im weiteren weggelassen.

Die nicht sehr zahlreichen Sterne, die in der Spektralklassifikation nur als A- oder F-Typ, ohne Bezeichnung der Unterklasse, angegeben wurden, sind im Verhältnis der Sternzahlen der einzelnen Unterklassen (A0 bis A5 bzw. F0 bis F8) auf diese aufgeteilt worden.

Auf jede einzelne Spektralklasse wurde das von SCHALÉN¹⁶ ausgearbeitete Verfahren zur Bestimmung der Sterndichte angewandt. Damit ergeben sich die in Tab. 10 aufgeführten Sterndichten, während Abb. 8 das gewonnene Ergebnis graphisch darstellt. Für die späteren Spektralklassen, bei denen die hier vorliegenden Sterne sich im Raume bis zu einer Entfernung von etwa 1000 pc ($\log r = 3$) verteilen, zeigt sich eine ziemlich konstante Dichte, wobei die kleinen Schwankungen wohl eher der Unsicherheit der zugrundeliegenden Daten als tatsächlichen Dichteschwankungen zuzuschreiben sind. Erst über etwa 1000 pc setzt ein zunächst langsamer, über 3000 pc dann rascher Abfall der Dichte der frühen Spektralklassen ein, die in diesen Entfernungen noch als einzige erfassbar sind. Die gestrichelt gezeichneten Kurvenstücke entsprechen den in Tab. 10 in Klammern gesetzten Werten für $D(r)$, die auf teilweise extrapolierten Sternzahlen beruhen.

Es mag interessant sein, die hier gewonnene Dichteverteilung mit der von M. TIBOR erhaltenen zu vergleichen, in der die Absorption nicht berücksichtigt war. TIBOR hat die Sterne in 4 Gruppen (B8–A4, A5–F1, F2–F8, F9–G4) zusammengefasst. Die ersten 3 Gruppen werden in Tab. 11 auch aus unserem Material gebildet und in Abb. 9 den TIBORSchen Ergebnisse gegenübergestellt. Da wir nur Sterne bis G0 berücksichtigt haben, dürfte die vierte Gruppe bei uns unvollständig sein, immerhin sind die Werte der Klasse G0 ebenfalls in Abb. 9 eingetragen.

Die Veränderung des Bildes ist in die Augen springend: An Stelle des ziemlich raschen Abfalls der Dichte aller Klassen bei Vernachlässigung der Absorption tritt eine bis etwa 1000 pc gleichmässige Sterndichte auf. Erst darüber hinaus zeigt die Gruppe B8–A4 einen leichten Abfall. Auch Abb. 8 zeigte schon ein ähnliches Bild, in dem zwischen $\log r = 3$ und $\log r = 3.5$



ABB. 8. Verlauf der Sterndichte der Spektralklassen B2 bis G0

TABELLE 10

Sterndichten $\log D(r) - 10$

[illegible]

(also in Entfernung von 1000 bis 3000 pc) erst ein allmählicher, dann (in den allerdings nur wenige Sterne zählenden Klassen B 2 und B 5) rascherer Dichtabfall einsetzt, während vorher alle Spektralklassen eine mehr oder weniger konstante Verteilung

TABELLE 11

Sternzahlen und Sterndichte für Gruppen von Spektralklassen

$m_0 - M$	$N(m)$			$\log D(r) - 10$		
	B 8-A 4	A 5-F 1	F 2-F 8	B 8-A 4	A 5-F 1	F 2-F 8
4.85- 5.35	0.5		0.5	7.18		7.18
5.35- .85	0.5		1.5	6.88		7.36
.85- 6.35	0.5	0.5	3.5	6.58	6.58	7.43
6.35- .85	1.5	0.5	7	6.76	6.28	7.43
.85- 7.35	3	2	10	6.76	6.59	7.28
7.35- 7.85	3	4	17.5	6.46	6.59	7.23
.85- 8.35	5	8	33	6.38	6.59	7.20
8.35- .85	13	16.5	(75)	6.50	6.60	(7.26)
.85- 9.35	23	35	(134)	6.45	6.63	(7.26)
9.35- .85	39	78		6.37	6.67	
9.85-10.35	72	(177)		6.34	(6.73)	
10.35- .85	128	(357)		6.29	(6.73)	
.85-11.35	235			6.25		
11.35- .85	(395)			(6.18)		
.85-12.35	(608)			(6.07)		

zeigten. Es mag von Interesse sein, diese Sternverteilung in Zusammenhang mit dem MORGAN-SHARPLESS-OSTERBROCK-Modell¹⁷ der Milchstrasse zu bringen. Mit seiner galaktischen Länge von 69° sticht der kegelförmige Raumausschnitt, den unsere Untersuchung umfasst, unter einem ziemlich spitzen Winkel durch den Spiralarm, an dessen Innenrand sich die Sonne befindet, und würde seinen äusseren Rand in einer Entfernung von etwa 1200 bis 1500 pc erreichen. Das gewonnene Ergebnis lässt sich also zwangslos so denken, dass der festgestellte Abfall der Sterndichte uns den äusseren Rand des Spiralarms anzeigt. Angesichts des stark schleifenden Schnittes und der unscharfen Begrenzung der Spiralarme kann natürlich nur ein ganz allmählicher Dichteabfall feststellbar sein. Mit Bestimmtheit kann das Ergebnis auf jeden Fall nur so weit formuliert werden, als dass es dieser Modellvorstellung der Milchstrasse nicht widerspricht. Eine Untersuchung senkrecht zu diesem Spiralarm (in der galaktischen Länge von etwa 130°) wäre in diesem Punkte wahrscheinlich aufschlussrei-

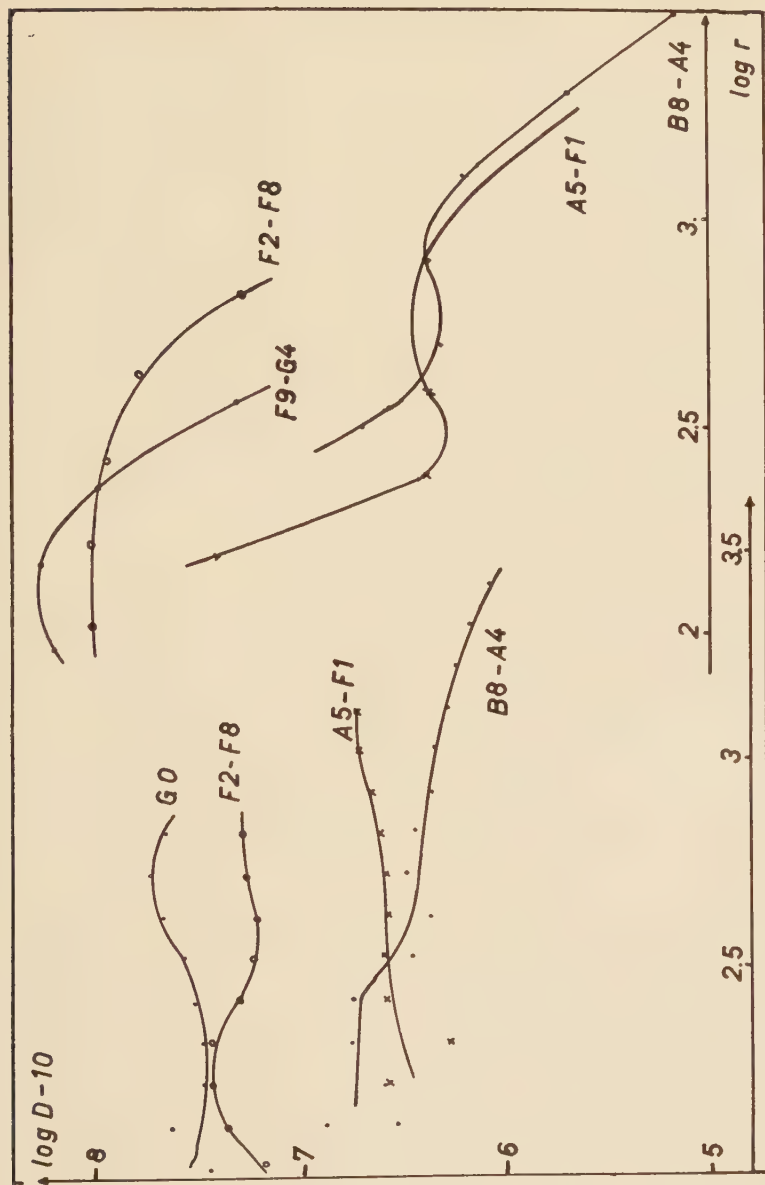


ABB. 9. Verlauf des Sterndichte im Cepheus-Lacerta-Feld
(links: nach vorliegender Arbeit, rechts: nach M. TIBOR)

cher, da sie nach dieser Vorstellung den Rand des Spiralarms in einem rechten Winkel bereits in einer Entfernung von ungefähr 700 pc durchstossen würde.

Die vorliegende Arbeit wurde von Herrn Prof. Dr. E. VON DER PAHLEN in Zusammenarbeit mit Herrn P. Dr. J. JUNKES in Castel Gandolfo geplant und vorbereitet, doch konnte er ihre Entwicklung und Vollendung leider nicht mehr erleben. Umso mehr bin ich Herrn Pater JUNKES für seine bereitwillige und wertvolle Hilfe bei der Durchführung der Arbeit, für die Aufnahme aller dazu notwendigen Photographien und die Zur-Verfügung-Stellung von Beobachtungsmaterial der Vatikanischen Sternwarte zu Dank verpflichtet. Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. W. BECKER für viele nützliche Ratschläge und Hinweise. Herrn Dr. J. O. FLECKENSTEIN, Frl. A. BREFIN †, Frl. stud. phil. J. GRÄNACHER und Herrn cand. phil. G. ERNST bin ich für die Mithilfe bei der Vermessung der Feldaufnahmen verpflichtet.

Literatur

- [1] M. TIBOR, Pontificia Academia Scientiarum, Acta I, 10 (1937).
- [2] G. EBERHARD, Handbuch der Astrophysik II, 495 ff. (1931).
- [3] J. J. NASSAU, Ap. J. **103**, 30 (1946).
- [4] U. STEINLIN, Ricerche Astronomiche **3**, 197 (1954).
- [5] H. L. JOHNSON und W. W. MORGAN, Ap. J. **117**, 313 (1953).
- [6] W. BECKER und J. STOCK, Zeitschr. f. Astrophys. **34**, 4 (1954).
- [7] J. A. HYNEK, Astrophysics, p. 23, New York (1951).
- [8] C. PAYNE-CAPOSCHKIN and S. GAPOSCHKIN, Harv. Ann. **89**, 5 (1935).
- [9] B. STICKER, Veröff. Univ. Sternw. Bonn **30** (1937).
- [10] A. WHITFORD, Ap. J. **107**, 102 (1948).
- [11] C. SCHALÉN, Uppsala Medd. **37** (1928).
- [12] C. SCHALÉN, Uppsala Medd. **55** (1932).
- [13] C. SCHALÉN, Uppsala Medd. **50** (1930).
- [14] G. WERNBERG, Uppsala Ann. **1**, 4 (1941).
- [15] K. G. MALMQUIST, Uppsala Ann. **1**, 7 (1943).
- [16] C. SCHALÉN, Uppsala Medd. **37** (1928).
- [17] W. W. MORGAN, Sky and Telescope **12**, 138 (1952).

Curriculum Vitae

Ich, Uli Werner Steinlin, wurde am 11. Februar 1927 in Schaffhausen als Sohn von Otto Steinlin, Kaufmann, von St. Gallen, und Lilly Steinlin-Steiner, von Ulm a/Donau geboren. Nach dem Tode meines Vaters im Jahre 1931 zog meine Mutter mit mir nach St. Gallen, wo ich die Primarschule und anschliessend das Realgymnasium der St. Gallischen Kantonsschule besuchte und im September 1946 mit der Maturitätsprüfung abschloss. Darauf begann ich im Oktober 1946 das Studium an der Eidgenössischen Technischen Hochschule, Abteilung IX für Mathematik und Physik, wo ich im Jahre 1949 das Vordiplom bestand. Im Herbst 1950 wechselte ich an die Universität Basel, um hier als Hauptfach Astronomie zu wählen. An den beiden genannten Hochschulen hörte ich Vorlesungen bei den Herren Prof. von der Pahlen, Becker, Waldmeier und PD. Dr. Fleckenstein in Astronomie; Speiser, Ostrowski, Saxer, Stiefel, Plancherel, Kollros, Hopf, Bernays und PD. Dr. Bähler in Mathematik; Miescher, Scherrer, Pauli, Ziegler, Stahel, Wäffler, Preiswerk, Busch in Physik; Jaspers, Barth, Gonseth und Thévenaz in Philosophie. Zu Anfang des Jahres 1952 begann ich die Arbeit an der vorliegenden Dissertation unter der Anleitung von Prof. E. von der Pahlen, nach dessen Tod unter freundlicher Hilfe von Pater Dr. J. Junkes in Castel Gandolfo und Herrn Dr. J. Fleckenstein und konnte sie unter der Leitung von Prof. Dr. W. Becker zu Ende führen. Im Augenblick der Einreichung der Dissertation bin ich als Assistent an der Astronomisch-Meteorologischen Anstalt der Universität Basel tätig.

